

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges LABORDE

1^{re} THÈSE : Étude de la photosphère et des taches solaires à l'aide
des bandes moléculaires.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Octobre 1960 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
JACQUINOT }
SCHATZMAN } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1961

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges LABORDE

1^{re} THÈSE : Étude de la photosphère et des taches solaires à l'aide
des bandes moléculaires.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Octobre 1960 devant la Commission d'examen.

MM. DANJON	<i>Président.</i>
JACQUINOT	} <i>Examineurs.</i>
SCHATZMAN	

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7^e

1961



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. J. PÉRÉS

PROFESSEURS

G. JULIA.	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure	ZAMANSKY.	T Mathématiques générales.
DE BROGLIE.	T Théories physiques.	LENNUIER.	T Physique (M. G. P.).
PRENANT.	T Anatomie et Histol. comparées.	RIZET.	Génétique.
PÉRÉS.	T Mécanique des fluides et applications.	ROUTHIER.	T Géologie appliquée.
BARRABÉ.	T Géologie struct. et Géologie appliquée.	M ^{me} TONNELAT.	T Relativité.
BOURCAR.	T Géogr. physique et Géol. dynamique.	DIXMIER.	T Mathématiques (M. P. C.).
PLANTEFOL.	T Botanique.	SOUCHAY.	T Chimie générale.
GRASSÉ.	T Évolution des êtres organisés.	AIGRAIN.	T Electrotechnique générale.
PRÉVOST.	T Chimie organique.	BRUSSET.	Chimie minérale.
BOULIGAND.	T Application de l'analyse à la Géométrie.	M. LÉVY.	T Physique théorique des hautes énergies.
CHAUDRON.	T Chimie appliquée.	M ^{me} CHAIX.	Chimie biologique.
WYART.	T Minéralogie.	M ^{me} HUREL-PY.	Biologie végétale (P. C. B.).
TEISSIER.	T Zoologie.	PIAUX.	Chimie (M. P. C.).
MANGENOT.	T Biologie végétale.	BRUN.	T Mécanique expérimentale des fluides.
P. AUGER.	T Physique quantique et Relativité.	LEDERER.	T Chimie biologique.
MONNIER.	T Physiologie générale.	M ^{me} DUBREIL.	T Mathématiques.
PIVETEAU.	T Paléontologie.	M ^{me} LELONG.	T Mathématiques (E. N. S.).
ROCARD.	T Physique (E. N. S.).	BELLAIR.	T Géologie (S. P. C. N.).
H. CARTAN.	T Mathématiques (E. N. S.).	COTTE.	T Physique (Orsay).
LAFFITE.	T Chimie générale.	DUBOIS J. E'.	T Chimie organique.
FAVARD.	T Géométrie supérieure.	LAMOTTE.	T Zoologie (E. N. S.).
COULOMB.	T Physique du Globe.	MICHEL André.	T Chimie (S. P. C. N.).
M ^{lle} COUSIN.	T Biologie animale (S. P. C. N.)	OLMER.	T Énergétique générale.
CHRÉTIEN.	T Chimie minérale.	ROUAULT.	T Physique générale.
P. DRACH.	T Zoologie.	GAUTHIER.	T Mécanique appliquée.
KASTLER.	T Physique (E. N. S.).	BARCHWITZ.	T Chimie physique.
EPHROSSI.	T Génétique.	BROSSEL.	T Physique atomique.
WURMSER.	T Biologie physico-chimique.	BUSER.	Physiologie comparée.
RIVIÈRE.	T Géologie (S. P. C. N.) Orsay.	CAMUS.	Physiologie végétale (3 ^e cycle).
GAUTHERET.	T Biologie végétale (P. C. B.).	CASTAING.	Physique générale.
LUCAS.	T Recherches physiques.	CURIEN.	Minéralogie et Cristallographie.
A. THOMAS.	T Biologie cellulaire.	MOYSE.	T Physiologie végétale (Orsay).
ARNULF.	T Optique appliquée.	NOIROT.	T Évolution des êtres organisés.
M. MORAND.	T Enseignement de Physique.	PANNETIER.	Chimie (S. P. C. N.).
SOLEILLET.	T Physique (P. C. B.).	POSSOMPES.	T Zoologie.
FORTIER.	T Mécanique expérimentale des fluides.	PULLMANN.	Chimie théorique.
DANJON.	T Astronomie.	TEILLAC.	Physique nucléaire et Radioactivité.
PETIT.	T Biologie maritime.	TONNELAT.	Biologie physico-chimique.
QUENEY.	T Météorologie et Dynamique atmosphérique.	VILLE.	T Économétrie.
GALLIEN.	T Embryologie.	WILLEMART.	Chimie (P. C. B.).
EICHORN.	T Biologie végétale (S. P. C. N.).	DODÉ.	T Chimie (S. P. C. N.) Orsay.
DE CUGNAC.	T Biologie végétale (S. P. C. N.).	FREYMAN.	T Physique générale.
M ^{lle} CAUCHOIS.	T Chimie physique.	GUINOCHET.	T Biologie végétale (Orsay).
THELLIER.	T Physique du Globe.	ROLLET.	T Chimie (P. C. B.).
L'HÉRITIER.	T Génétique.	M ^{lle} JOSIEN.	T Chimie (P. C. B.).
GRIVET.	T Radioélectricité.	CHEVALLEY.	T Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
PONCIN.	T Mécanique générale.	ARNOULT.	T Électronique.
DUBREIL.	T Arithmétique et Théorie des nombres.	CHAPELLE.	T Physique (M. P. C.) (Orsay).
QUELET.	T Chimie organique.	DELANGE.	T Mathématiques (Orsay).
CAGNIARD.	T Géophysique appliquée.	DENY.	T Mathématiques (M. G. P.).
CHAMPETIER.	T Chimie macromoléculaire.	GERMAIN.	T Mécanique théorique des fluides.
CUVILLIER.	T Micropaléontologie.	LUCAS G.	T Géologie.
JUNG.	T Pétrographie.	ALLARD.	Chimie physique.
TRILLAT.	T Microscopie et Diffraction électronique.	BERTHELOT.	Physique nucléaire et radioactivité.
WIEMANN.	T Chimie organique et structurale.	BRICARD.	Météorologie et Physique de l'atmosphère.
JACQUINOT.	T Spectroscopie et Physique céleste.	M ^e ALBE-FESSARD.	Psychophysologie.
VASSY.	T Physique de l'Atmosphère.	FRIEDEL.	Physique des solides.
DESTOUCHES.	T Théories physiques.	M. JULIA.	Étude des molécules organiques complexes.
PRUVOST.	T Géologie.	LENDER.	Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
AMIEL.	T Chimie générale.	MAGAT.	Physico-chimie des rayonnements.
HOCART.	T Minéralogie.	M ^{lle} QUINTIN.	T Electrochimie.
J. P. MATHIEU.	T Physique (Orsay).	MONOD.	T Chimie du Métabolisme.
COUTEAUX.	T Biologie animale (P. C. B.).	BENOIT.	T Physiologie animale.
MAY.	T Zoologie (Orsay).	DE POSSEL.	T Analyse numérique.
CHOQUET.	T Théorie des fonctions et Topologie.	CHARLOT.	T Chimie analytique.
FELDMANN.	T Biologie végétale marine.	HAÏSSINSKY.	T Radiochimie.
GUINIER.	T Physique des Solides.	LEMÉE.	T Physiologie B. M. P. V.
JOST.	T Physiologie comparée.	GUÉRIN.	T Chimie M. P. C.
FORTET.	T Calcul des prob. et Physique mathématique.	CHATELET M.	Chimie (S. P. C. N.).
SCHWARTZ.	T Calcul différentiel et intégral.	JEAN.	Physique nucléaire et Radioactivité.
CHOUARD.	T Physiologie végétale.	MATTLER.	Physique (S. P. C. N.).
MALAVARD.	T Aviation.	MICHEL (Louis).	Physique théorique des hautes énergies.
BRELOT.	T Calcul différentiel.	RUMFF.	Chimie (P. C. B.).
NORMANT.	T Synthèse organique.	BERGERARD.	Zoologie (Orsay).
BENARD.	T Chimie minérale.	BERTEIN.	Électronique.
BUVAT.	T Botanique (E. N. S.).	BOUSSIÈRES.	Chimie de Radioéléments.
DUGUÉ.	T Statistiques mathématiques.	M ^{me} COUTURE.	Physique (P. C. B.).
GELOSO.	T Chimie (S. P. C. N.).	ELLENBERGER.	Géologie structurale et Géologie appliquée.
SOULAIRAC.	T Psychophysologie.	FRANC.	Biologie animale.
ULRICH.	T Physiologie végétale.	SCHNELL.	Botanique tropicale.
MARÉCHAL.	T Optique théorique et appliquée.	STOLKOWSKI.	Physiologie générale.
KIRRMANN.	T Théories chimiques.	ACHER.	Chimie biologique (Orsay).
CHADEFAUD.	T Botanique.	BAUDOIN.	Biologie animale (P. C. B.).
DESTRIAU.	T Physique (M. P. C.).	BEAUMONT.	Biologie animale (S. P. C. N.).
M ^{lle} LE BRETON.	T Physiologie générale.	BLAMONT.	Géophysique Ionosphère.
SALEM.	T Mathématiques générales.	BOURREAU.	Biologie végétale S. P. C. N. (Orsay).
LELONG.	T Mathématiques générales.	CURIE D.	Physique (M. G. P.).
DEVILLERS.	T Anatomie et Histologie comparées.	DURAND-DELGA.	Géologie.
EHRESMANN.	T Topologie algébrique.	FREON.	Chimie (P. C. B.).
FRANÇON.	T Physique (S. P. C. N.).	HELLER.	Physiologie végétale.
GLANGEAUD.	T Géographie physique et Géologie dynamique.	TORTRAT.	Calcul des Probabilités.
GODEMENT.	T Mathématiques (M. G. P.).	CAILLEUX.	Géologie (S. P. C. N.).
PISOT.	T Techniques mathématiques de la Physique.	MAGNAN.	Physique (M. P. C.).
ROCH E.	T Géologie.	DAUDEL.	Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie
SCHATZMAN.	T Astrophysique.		théorique et à la Physique nucléaire.
TERNIER.	T Paléontologie stratigraphique.	M ^{lle} FOURCROY.	Biologie végétale (S. P. C. N.).

Secrétaire général : R. POULLAIN.

ÉTUDE DE LA PHOTOSPHÈRE ET DES TACHES SOLAIRES A L'AIDE DES BANDES MOLÉCULAIRES

par G. LABORDE
(Observatoire de Paris-Meudon)

RÉSUMÉ. — La première partie de ce travail est consacrée à la détermination des températures de rotation dans la tache et la photosphère à l'aide des molécules MgH , C_2 , CH , CN , NH et OH . Plus précisément deux taches sont étudiées, mais qui conduisent à des résultats très voisins et au sujet desquelles aucune distinction ne s'impose.

La molécule MgH présente pour nous plusieurs avantages : ses raies sont faibles et d'autre part elle est observable dans le même domaine spectral que C_2 ; toutefois sa présence dans le spectre de la photosphère ayant été jusqu'alors tout au plus signalée, nous jugeons utile de procéder, dès le début, à son identification systématique.

La méthode des raies faibles est utilisée pour les molécules C_2 et MgH , ce qui se justifie pleinement : elle est étendue aux autres molécules moyennant une correction de saturation effectuée, le cas échéant, sur les largeurs équivalentes W . Cette correction est réalisée en faisant coïncider au mieux, avec les courbes de croissance obtenues par Michard, les arcs de courbes que nous construisons pour traduire la relation qui existe entre $(\log W)$ calculé et $(\log W)$ mesuré.

L'indication sur la température de rotation n'acquiert évidemment tout son intérêt que si l'on connaît en même temps le niveau qu'elle concerne dans le soleil : nous déterminons donc également, pour chaque molécule, la profondeur optique moyenne de formation.

L'évaluation de la pression dans la tache à partir de la molécule C_2 fait l'objet de la deuxième partie de nos recherches.

La valeur de la pression à laquelle nous aboutissons dépend peu de la température qui règne dans la tache : par contre elle est liée étroitement à la loi de température photosphérique adoptée.

C'est pour essayer de préciser cette dernière que nous envisageons les variations centre-bord, observée et théorique, de plusieurs raies de MgH . Nous avons recours à quatre modèles : celui de MINNAERT, complété pour les couches chromosphériques par le modèle de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS, (modèle IV), ceux de MICHARD, PAGEL et VITENSE : le premier se révèle le plus satisfaisant.

Une confirmation de ce résultat est recherchée ensuite en reprenant la même étude à propos de C_2 . Malheureusement nous constatons que le modèle IV laisse subsister un grand désaccord entre les observations et la variation centre-bord théorique, tout en demeurant du reste le moins défavorable parmi les modèles employés. Il y a lieu de se demander alors si le comportement singulier de C_2 ne peut pas être interprété par des considérations propres à cette molécule.

Nous examinons donc l'influence que sont susceptibles d'avoir sur la variation centre-bord théorique des raies de C_2 :

- l'incertitude qui existe sur la valeur du potentiel de dissociation,
- la présence d'inhomogénéités dans les couches superficielles du soleil,
- l'appauvrissement en C_2 résultant de la formation éventuelle de molécules plus complexes.

Les deux premières hypothèses conduisent à une diminution sensible, mais insuffisante, de l'écart enregistré entre les observations et la théorie : la troisième semble une explication plausible.

Il est donc raisonnable de faire porter notre choix sur le modèle IV. Nous trouvons alors que les pressions sont du même ordre de grandeur, à la profondeur optique où se forment les raies de C_2 , dans la tache et dans la photosphère.

L'importance du problème des abondances dans le soleil nous est apparue à maintes reprises au cours de l'étude de la pression dans la tache : nous calculons, pour terminer, les abondances du carbone, de l'azote et de l'oxygène,

en mettant à profit les mesures de largeurs équivalentes qui avaient été effectuées non seulement pour la photosphère, mais aussi pour la tache ; la comparaison des pressions partielles déduites des deux milieux apporte d'ailleurs une confirmation des résultats antérieurs relatifs à la pression dans la tache.

Nous donnons les abondances déterminées à partir de deux modèles photosphériques — le modèle de MICHARD et le modèle IV — et pour deux systèmes de valeurs des forces d'oscillateur empruntés l'un à C. DE JAGER et L. NEVEN, l'autre à LYDDANE, ROGERS et ROACH. Si le passage d'un modèle à l'autre n'entraîne que de faibles répercussions, les forces d'oscillateur ont au contraire un effet plus marqué sur les résultats.

Les abondances du carbone, de l'azote et de l'oxygène sont obtenues respectivement avec les molécules CH, NH et OH, pour lesquelles le potentiel de dissociation peut être considéré comme assez bien connu.

En ce qui concerne les molécules C_2 et CN, que le sujet actuel ne rend pas indispensables, nous essayons de préciser la valeur du potentiel de dissociation.

ABSTRACT. — Part one of this work is concerned with the determination of rotational temperatures in the spot and the photosphere using the molecules MgH, C_2 , CH, CN, NH and OH. More precisely, two spots are studied, but they lead to very similar results and no distinction is to be made between them.

The MgH molecule presents several advantages for us : its lines are weak and furthermore it is observable in the same spectral region as C_2 ; however, as up to now its presence in the photospheric spectrum has been at best simply indicated, we believe it useful to proceed to its systematic identification from the beginning.

The method of weak lines is used for the C_2 and MgH molecules, where it is fully justified ; it is extended to the other molecules by means of a correction for saturation applied to the equivalent widths W where called for. This correction is carried out by superposing our constructed curves on MICHARD's curves of growth so as to obtain the best coincidence : thus we illustrate the relation between the calculated ($\log W$) and the measured ($\log W$).

Evidently the determination of the rotational temperature is only of limited interest unless at the same time we know the corresponding level in the sun : therefore, for each molecule, we determine the mean optical depth of formation as well.

The evaluation of the pressure in the spot by means of the molecule C_2 is the objective of Part Two of our research.

The value of the pressure which we find depends very little on the temperature in the spot ; on the other hand it is directly related to the temperature law adopted for the photosphere.

In order to try to improve this law, we study the observed and theoretical center-to-limb variations of several MgH lines. We use four models : the one of MINNAERT, completed by the ATHAY, MENZEL, PECKER, THOMAS model for the chromospheric layers (model IV), and those of MICHARD, PAGEL, and VITENSE ; the first turns out to be the most satisfying.

The same study is carried out with reference to C_2 in order to confirm this result. Unfortunately, we note that Model IV leads to a large disagreement between the observations and the theoretical center-to-limb variation, though for the rest, it remains the least unfavorable of the models employed. Thus it is to be considered whether the singular comportment of C_2 may not be interpreted by considerations proper to this molecule.

Let us examine what influence the following may have on the theoretical center-to-limb variation of the C_2 lines :

- the uncertainty of the value of the dissociation potential,
- the presence of inhomogeneities in the outer layers of the sun,
- the underabundance of C_2 resulting from the formation of more complex molecules, if this takes place.

The first two hypotheses lead to an important but insufficient reduction of the disagreement found between observations and theory ; the third would seem to be a plausible explanation.

Thus it is reasonable to choose Model IV. We find then that, at the optical depth where the C_2 lines are formed, the pressure is of the same order of magnitude in the spot and in the photosphere.

In the course of the study of the pressures in the spot, the importance of the problem of abundances in the Sun has appeared again and again : in terminating, we calculate the abundances of carbon, nitrogen, and oxygen, utilizing not only the equivalent widths measured in the photosphere, but also those for the spot : furthermore, the comparison of the deduced partial pressures in the two media confirms the earlier results relative to the pressure in the spot.

We give the abundances determined according to two photospheric models — MICHARD's model and model IV — and for two systems of oscillator strengths, the one following C. DE JAGER and L. NEVEN, the other following LYDDANE, ROGERS, and ROACH. While the passage from one model to the other has only slight effects, the oscillator strengths on the contrary have a very marked effect on the results.

The abundances of carbone, nitrogen, and oxygen are obtained following the CH, NH and OH molecules respectively, for which the dissociation potential may be considered as well known.

As far as the C_2 and CN molecules are concerned, we attempt to improve the value of the dissociation potential ; they are not indispensable for the subject under discussion.

Резюме. — Первая часть настоящей работы посвящена определению температур вращения в пятне и в фотосфере при помощи молекул MgH , C_2 , CH , CN , NH и OH . Точнее, были исследованы два пятна, но сделанные выводы оказались для обоих объектов весьма близкими друг к другу.

Молекула MgH имеет для нас некоторые преимущества: ее линии слабы и, кроме того, она наблюдается в том же спектральном участке, что и молекула C_2 . Однако, поскольку до сих пор на ее присутствие в спектре фотосферы только лишь указывалось, мы считаем полезным произвести с самого начала ее систематическое отождествление.

Для молекул C_2 и MgH использован способ слабых линий, что является вполне оправданным. Этот способ распространен на другие молекулы посредством введения, в случае необходимости, поправки за насыщение для эквивалентных ширин W . Эта поправка получается путем приведения к наилучшему совпадению дуг кривых, построенных для выражения зависимости, существующей между $(\log W)$ вычисленным и наблюдаемым.

Указание на температуру вращения получает весь свой интерес лишь в случае одновременного знания соответствующего ей уровня на Солнце; мы определяем, следовательно, для каждой молекулы, среднюю оптическую глубину ее образования.

Предметом второй половины наших исследований является оценка давления в пятне на основании изучения молекулы C_2 .

Величина давления, полученная нами, лишь слабо зависит от господствующей в пятне температуры; напротив, она тесно связана с принятым законом фотосферной температуры.

С целью попытки уточнить эту последнюю, мы рассматриваем изменение центр-край (наблюденное и теоретическое) нескольких линий MgH . Мы пользуемся четырьмя моделями: моделью Миннарта, дополненной для хромосферных слоев моделью Эйли, Менцеля, Пеккера, Томаса (модель IV), а также моделями Мишара, Пейджела, Витенсе. Первая модель оказалась наиболее удовлетворительной.

Подтверждение этого вывода ищется, затем, повторяя то же исследование для молекулы C_2 . К сожалению, мы констатировали, что модель IV оставляет существовать большое разногласие между наблюдениями и теоретическим изменением центр-край, оставаясь, тем не менее, наиболее приемлемой из всех употребленных моделей. Есть основание поставить вопрос: нельзя ли объяснить странное поведение C_2 различными соображениями, свойственными этой молекуле.

Мы проверяем, следовательно, влияние, которое могут иметь на изменение центр-край линий C_2 следующие факты:

- 1) неуверенность в значении потенциала диссоциации,
- 2) присутствие неоднородностей в поверхностных слоях Солнца,
- 3) обеднение в C_2 , происходящее от возможного образования более сложных молекул.

Две первые гипотезы приводят к чувствительному, но недостаточному, уменьшению отклонения, замеченного между наблюдениями и теорией; третья из них кажется подходящим объяснением.

Следовательно, наш выбор модели IV был благоразумен. Мы находим тогда, что давления на оптической глубине, где образуются линии C_2 , в пятне и в фотосфере, одного и того же порядка.

Во время изучения давления в пятне нам ясно представилась важность проблемы изобилий на Солнце. В заключение мы вычисляем изобилия угля, азота и кислорода, используя измерения эквивалентных ширин, сделанные не только для фотосферы, но также и для пятна; сравнение частных давлений, выведенных из двух сред, дает подтверждение предшествовавших выводов, относящихся к давлению в пятне.

Мы даем изобилия, определенные на основании двух фотосферных моделей — модели Мишара и модели IV — и для двух систем значений сил осциллятора, заимствованных, — один у Ягера и Невена, другой — у Лиддана, Роджерса и Роча.

Если переход от одной модели к другой вызывает лишь слабые изменения, то силы осциллятора оказывают, напротив, более заметное действие на результаты.

Изобилия угля, азота и кислорода получены соответственно с молекулами CH , NH и OH , для которых потенциал диссоциации может считаться довольно хорошо известным.

Что же касается молекул C_2 и CN , не являющихся необходимыми для настоящей темы, то мы пытаемся уточнить значение потенциала диссоциации.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Nous avons étudié essentiellement au cours de ce travail de spectroscopie moléculaire, les températures de rotation de la tache et de la photosphère, la pression dans la tache, ainsi que l'abondance dans le soleil du carbone, de l'oxygène et de l'azote.

Les renseignements qu'il contient relatifs à la température et à la pression ne visent d'ailleurs pas à établir des lois générales en fonction de la profondeur optique ; ils sont plus modestement valables, en raison même de leur origine, pour des couches déterminées de l'atmosphère solaire et, d'autre part, quand nous écrivons qu'ils se rapportent à « la tache », c'est évidemment à une tache bien particulière que nous pensons.

D'une façon générale nous avons eu le souci d'associer aussi étroitement que possible dans ces recherches la tache et la photosphère : un tel rapprochement, tout en permettant d'obtenir des résultats plus complets — la température, par exemple, pouvait être précisée avec profit dans les deux milieux — était susceptible de fournir certaines informations nouvelles par des méthodes relativement simples, ou offrant le maximum de garanties.

C'est ainsi que la comparaison tache-photosphère des largeurs équivalentes a conduit aisément à la valeur de la pression dans la tache, et sans doute plus sûrement que ne l'eût fait la seule considération de cette dernière ; il a été possible, en particulier, d'écarter l'incertitude introduite par les forces d'oscillateur.

En ce qui concerne les abondances, deux voies distinctes s'offraient à nous faisant appel l'une à la tache, l'autre à la photosphère. Il était indiqué, afin de pouvoir confronter par la suite les résultats, de les utiliser toutes les deux.

De nombreuses difficultés se sont néanmoins présentées, qui seront examinées en détails au moment opportun. Il faut noter seulement pour l'instant qu'elles ont eu souvent le mérite, même

si elles n'ont pas été toujours résolues de manière très satisfaisante, d'attirer notre attention sur plusieurs points importants ; elles nous ont ainsi amené à développer plus spécialement certaines questions connexes, sans pour autant nous entraîner hors des limites raisonnables de ce travail.

Ces recherches ont été effectuées en utilisant exclusivement la largeur équivalente de raies appartenant aux six molécules suivantes : OH, NH, CN, CH, C₂ et MgH, dont les spectres sont observables dans le domaine 3100-5200 Å.

C'est à l'Observatoire de Meudon que nous avons obtenu les clichés que nécessitaient les mesures que nous désirions faire.

Toutes les molécules que nous venons d'indiquer ont contribué à la détermination des températures de rotation de la tache et de la photosphère ; en outre les cinq premières ont permis de traiter le problème des abondances et C₂ celui de la pression dans la tache.

Nous aurons à préciser dans la suite les raisons qui nous ont fait envisager accessoirement, lors de l'étude de la pression dans la tache, la variation centre-bord de quelques raies de C₂ et de MgH, ainsi que les circonstances qui ont fait apparaître, à l'occasion du calcul des abondances, la possibilité d'une détermination astrophysique des potentiels de dissociation des molécules C₂ et CN.

REMERCIEMENTS

Je dois remercier tout particulièrement M. R. Michard, Chef du Service Solaire de l'Observatoire de Meudon, pour l'aide qu'il n'a cessé de m'apporter au cours de ces recherches.

Ma gratitude va également à

— M. A. Danjon, Directeur de l'Observatoire de Paris,

— M. J.-C. Pecker, M^{me} Herman, M. H. Grenat, Astronomes à l'Observatoire de Meudon.

PREMIÈRE PARTIE

TEMPÉRATURES DE ROTATION

INTRODUCTION

L'examen des divers modèles solaires qui nous sont proposés montre, quand on considère notamment la loi de variation de la température avec la profondeur optique, que si tous sont en bon accord pour des profondeurs optiques suffisamment grandes, ils diffèrent au contraire notablement d'un auteur à l'autre pour les faibles profondeurs optiques.

Or, c'est dans ces couches superficielles mal connues, où règne une température relativement basse, que se forment les molécules. Celles-ci sont susceptibles dans ces conditions de constituer à leur égard une source supplémentaire d'informations.

Plusieurs déterminations de températures de rotation utilisant les spectres moléculaires ont été jusqu'alors effectuées. Celles que R. S. RICHARDSON [36a] a faites à partir de la molécule C_2 , concernaient la photosphère normale et également les taches. Cependant la plupart d'entre elles s'appliquaient uniquement à la photosphère. Parmi ces dernières il faut citer celles de R. T. BIRGE [5], F. E. ROACH [37], L. BLITZER [6], M. G. ADAM [1], et tout particulièrement celles de J. HUNAERTS [21].

A partir de cinq molécules qui ont pour le soleil une importance fondamentale, cet auteur a fourni un ensemble remarquable de résultats, constituant

sans doute toute la documentation désirable sur un tel sujet. Il aurait été vain par conséquent de songer à reprendre son travail, si cela n'avait été pour l'étendre aux régions très particulières de la photosphère que constituent les taches.

Nous avons utilisé deux taches : l'une le 10 octobre 1956, de coordonnées 33° E et 27° N, dont l'aire était de l'ordre de 600.10^{-6} ; l'autre le 19 juillet 1958, d'aire sensiblement équivalente et de coordonnées 18° O et 16° N. Pour la première nous avons choisi deux molécules : C_2 et MgH , dont les raies faibles conviennent bien aux recherches actuelles, et qui présentent l'avantage de se trouver dans une région spectrale où les mesures sont relativement faciles. Pour la seconde, cinq molécules ont été retenues : OH, NH, CN, CH et C_2 ; celles qui ont fait précisément l'objet des recherches de J. HUNAERTS.

Dans ce qui suit nous envisageons donc successivement chacune de ces deux taches. Toutefois nous avons dû faire précéder leur étude de quelques considérations relatives à la molécule MgH .

Harold D. BABCOCK [3] avait bien signalé comme certaine sa présence dans le spectre du disque solaire ; cependant aucune identification systématique, à notre connaissance, n'en ayant été faite, il nous a paru utile d'en confirmer plus sûrement l'existence.

I. NOUVELLE IDENTIFICATION DE MgH DANS LE SPECTRE DE LA PHOTOSPHÈRE.

La bande (0, 0) de MgH due à la transition électronique $^2\Pi \leftarrow ^2\Sigma$, dont la tête se situe à $5211 \text{ \AA}$, apparaît la plus intense : c'est elle qui a été identifiée dans le spectre des taches par T. TANAKA, S. NAGASAWA et K. SAITÔ [40], et que nous reproduisons dans ce travail.

La présence d'un grand nombre de raies dans le spectre solaire rend les « blends » très fréquents. Si l'on veut effectuer de telles recherches dans de bonnes conditions, il est indispensable de pouvoir disposer d'une grande dispersion. A ce point de vue le spectrographe de 9 m de l'Observatoire de Meudon a facilité considérablement notre tâche.

Sa présentation ayant fait l'objet d'une publication antérieure [24], nous ne le décrirons pas ici.

Les observations.

Pour procéder commodément à cette identification de MgH dans la photosphère, nous désirions étudier non seulement le spectre de la photosphère mais encore celui d'une tache. L'essentiel de ce qui nous était nécessaire a pu être ainsi fourni par les observations du 10 octobre 1956, destinées par ailleurs à la mesure des largeurs équivalentes des raies de C_2 et de MgH dans le domaine $5040\text{--}5240 \text{ \AA}$.

Au cours de ces observations les spectres ont été obtenus dans le 5^e ordre, avec une dispersion de 0,246 Å/mm, et sur plaques « Kodak II J ».

Ces plaques ont du reste un grain gênant ; certaines raies de MgH bien visibles dans la tache deviennent difficilement décelables dans la photosphère où leur intensité est sensiblement plus faible.

Pour diminuer cet effet du grain nous avons repris des spectres de la photosphère seule en utilisant le film « Kodak Microfile », lequel a également l'avantage d'être très contrasté ; les temps de pose se sont trouvés augmentés (10 s au lieu de 1 s), mais sans inconvénient. Cette seconde série de spectres, intéressante à titre de contrôle, a permis en même temps de préciser certains points laissés douteux à la suite des premières observations.

Un coin photométrique placé près de la fente d'entrée du spectrographe a servi à l'étalonnage des plaques. En réalité double, il produisait un affaiblissement de la photosphère de part et d'autre de la tache, quand celle-ci était amenée à une hauteur convenable sur la fente d'entrée. Grâce à cette particularité, il a été possible d'obtenir que la tache et la photosphère soient toutes les deux convenablement posées sans qu'il soit nécessaire d'adopter des temps de pose différents.

Ce coin photométrique a été lui-même calibré à l'aide du dispositif à diaphragmes tournants, utilisés et décrit par R. MICHARD dans sa Thèse [27].

Nous avons effectué les microphotogrammes au microphotomètre de « Moll », en prenant la précaution, pour faciliter leur comparaison pour chaque longueur d'onde, de placer l'un au-dessus de l'autre les enregistrements de la tache et de la photosphère.

Interprétation des observations.

Les longueurs d'onde de la bande de MgH utilisées sont celles de W. W. WATSON et P. RUDNICK [45]. Dans nos mesures, nous avons admis la coïncidence de la raie prévue et de la raie observée tant que leur écart était inférieur à 0,05 Å. Cette limite paraît raisonnable si l'on tient compte de la précision avec laquelle les longueurs d'onde de laboratoire sont connues.

Toutefois nous avons cherché à nous assurer que les raies ainsi identifiées étaient bien attribuables à la molécule MgH. Cette vérification ne risquait pas d'altérer la valeur du résultat : elle pouvait tout au plus conduire à sous-estimer le nombre des coïncidences obtenues. Par contre elle était susceptible de nous aider dans le choix des raies que nous

nous proposons d'étudier plus spécialement dans la suite.

La comparaison des spectres de la tache et de la photosphère s'est montrée à ce sujet un moyen de contrôle souvent très efficace.

Les raies de MgH ont une intensité plus forte dans la tache ; cette première indication diminue le risque de les confondre avec des raies atomiques, rendant ainsi à peu près les mêmes services que ceux que l'on aurait pu attendre de l'utilisation de l'effet Zeeman. Mais d'autres considérations peuvent intervenir. Prenons l'exemple de deux raies présumées appartenir à une certaine branche de MgH, de nombres quantiques voisins, et telles que leurs intensités apparaissent très inégalement renforcées dans la tache ; cette dernière circonstance est de nature à rendre leur identification douteuse. Un « blend » avec une autre raie, et que le seul examen du spectre de la photosphère n'avait pas révélé, expliquera peut-être cette anomalie ; mais il est possible aussi que l'on soit en présence de raies moléculaires autres que celles de MgH. Pour tenter d'éclaircir ce dernier point, on peut faire appel à un critère tenant plus particulièrement compte des propriétés de la molécule étudiée.

Il est aisé de calculer, pour une température quelconque, les intensités relatives des raies appartenant aux diverses branches de la bande de MgH qui nous intéresse. Un diagramme fournissant ces intensités en fonction du nombre J (ou K) permet généralement d'affirmer, par comparaison avec les raies déjà identifiées, si telle intensité observée est plausible ou non.

Résultats.

Sur 186 raies étudiées, appartenant aux branches P, Q et R de la bande 5211 Å de MgH, 139 nous paraissent exister dans le spectre solaire. Aux 47 autres raies de cette molécule correspondent dans la photosphère, soit des raies douteuses parce que trop faibles, soit des raies étrangères avec des possibilités de « blend ».

Le nombre C de coïncidences produites par le seul effet du hasard peut se calculer à partir de la formule de H. N. RUSSELL et I. S. BOWEN [39] :

$$C = N \left[1 - \left(1 - \frac{2x}{X} \right)^M \right]$$

où N est le nombre total de raies existant dans le domaine spectral d'étendue X ; x l'écart en longueur d'onde toléré pour admettre les coïncidences et M le nombre de raies moléculaires considérées.

Actuellement nous avons 720 raies dans un

TABLEAU I
IDENTIFICATION DE MgH — BRANCHES P

BRANCHE P ₁					BRANCHE P ₂				
K	λ WATSON ET RUDNICK	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES	K	λ WATSON ET RUDNICK	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES
1	5190,197	5190,190	— 0,007	+	4	5196,192			Raie de Fe à 5196,270
2	5192,578				5	5198,629			Raie de Fe à 5198,718
3	5195,028				6	5200,820	5200,817	— 0,003	+
4	5197,405				7	5202,752	5202,754	+ 0,002	+
5	5199,581				8	5204,485			+
6	5201,636				9	5205,998			Raie de Cr à 5204,515
7	5203,370				10	5207,283	5207,270	— 0,013	+
8	5205,155				11	5208,325			Raie de Cr à 5208,434
9	5206,605				12	5209,226	5209,200	— 0,026	+
10	5207,867				13	5209,777	5209,771	— 0,006	+
11	5208,916				14	5210,236	5210,237	+ 0,001	+
12	5209,774				15	—			
13	5210,434				16	—			
14	5210,904				17	5210,236	5210,237	+ 0,001	+
15	5210,983				18	5209,774	5209,771	— 0,003	+
16	5210,983				19	5209,104	5209,090	— 0,014	+
17	5210,771				20	5208,198	5208,175	— 0,023	+
18	5210,236				21	5207,083	5207,095	+ 0,012	+
19	5209,590				22	5205,754			Raie de Y + à 5205,732
20	5208,695				23	5204,226	5204,230	+ 0,004	+
21	5207,593				24	5202,462	5202,452	— 0,010	+
22	5206,272				25	5200,495	5200,520	+ 0,025	+
23	5204,724				26	5198,326	5198,341	+ 0,015	+
24	5202,985				27	5195,943	5195,970	+ 0,027	Douteux
25	5201,034				28	5193,358	5193,360	+ 0,002	+
26	5198,834				29	5190,561	5190,541	— 0,020	+
27	5196,467				30	5187,550	5187,554	+ 0,040	+
28	5193,865				31	5184,322			Raie de Fe à 5184,275
29	5191,073				32	5180,894			+
30	5188,053				33	5177,293			Probablement raie de Fe et MgH
31	5184,819								
32	5181,307								
33	5177,768								

TABLEAU II
IDENTIFICATION DE MgH — BRANCHES Q

BRANCHE Q ₁					BRANCHE Q ₂						
K	λ WAT., RUD.	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES	K	λ WAT., RUD.	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES		
0	5187,060	5187,092	+ 0,032	+ Douteux Raie de Fe à 5184,275	4	5183,227	5182,430	+ 0,020	Raie de Mg à 5183,621 +		
1	5186,369	5186,387	+ 0,018		5	5182,410					
2	5185,745				6	5181,307					
3	5184,994	5185,021	+ 0,027		7	5179,994					
4	5184,206				8	5178,503					
5	5183,150	5183,133	— 0,017	+ Probabl. raie de Fe et MgH	9	5176,816	5176,810	— 0,006	+		
6	5181,930	5181,956	+ 0,026		10	5174,895	5174,920	+ 0,025	+		
7	5180,593	5180,583	— 0,010		11	5172,806	5170,590	+ 0,016	Douteux		
8	5179,032	5179,032	+ 0,012		12	5170,574					
9	5177,293	5175,395	— 0,024		13	5168,163					
10	5175,419	5173,330	+ 0,005	14	5165,554	5165,561				+ 0,007	+
11	5173,325			15	5162,740	5162,734				— 0,006	+
12	5171,012			+ Probabl. raie de Ru et MgH Douteux	16	5159,790	5159,780	— 0,010	+		
13	5168,585	5165,955	— 0,003		17	5156,612	5149,797	— 0,007	Douteux Douteux Douteux		
14	5165,958	5163,135	— 0,016		18	5153,295					
15	5163,151				19	5149,804					
16	5160,180	5160,170	— 0,010		20	5146,170					
17	5157,006	5156,986	— 0,020	+ Raie de Ni à 5146,493 Douteux	21	5142,318				5142,316	— 0,002
18	5153,680	5153,682	+ 0,002		22	5138,347	5138,350	+ 0,003	Raie de C ₂ ou de MgH + + + + +		
19	5150,192	5150,192	0,000		23	5134,195	5134,198	+ 0,003			
20	5146,519				24	5129,912	5129,920	+ 0,008			
21	5142,691				25	5125,461	5125,450	— 0,011			
22	5138,708	5138,700	— 0,008	26	5120,877	5120,900	+ 0,023	+			
23	5134,549	5134,530	— 0,019	+ Douteux. Peut-être raie de C ₂ + Douteux	27	5116,141	5116,150	+ 0,009	+		
24	5130,270	5130,272	+ 0,002		28	5111,261	5111,266	+ 0,005	+		
25	5125,819	5125,850	+ 0,031		29	5106,206	5106,210	+ 0,004	+		
26	5121,237	5121,250	+ 0,013		30	5101,063	5101,083		Douteux. Peut-être raie de Sc Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +		
27	5116,456	5116,440	— 0,016		31	5095,793	5095,818	+ 0,025		Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +	
28	5111,621			32	5090,367	5090,389	+ 0,022	Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +			
29	5106,551	5106,578	+ 0,027	33	5084,821	5084,830	+ 0,009				Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +
30	5101,391			34	5079,163	5073,400	+ 0,018				
31	5096,151	5096,176	+ 0,025	35	5073,382	5067,505	+ 0,007		Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +		
32	5090,720			36	5067,498	5061,514	— 0,022			Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +	
33	5085,178	5085,180	+ 0,002	37	5061,536	5055,426	+ 0,021	Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +			
34	5079,512			38	5055,769	5049,604	— 0,021				Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +
35	5073,730	5073,740	+ 0,010	39							
36	5067,850	5067,870	+ 0,020						Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +		
37	5061,884	5061,900	+ 0,016							Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +	
38	5055,769	5055,790	+ 0,021					Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +			
39	5049,604	5049,583	— 0,021								Défaut du cliché Douteux Raie de Fe à 5079,23 +

TABLEAU III
IDENTIFICATION DE MgH — BRANCHES R

BRANCHE R ₁					BRANCHE R ₂				
K	λ WATSON ET RUDNICK	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES	K	λ WATSON ET RUDNICK	λ MESURÉES	Δλ	REMARQUES
0	5183,150	5183,133	— 0,017	+	2	5174,894	5174,902	+ 0,008	+
1	5179,570	5179,590	+ 0,020	+	3	5171,029	5171,012	— 0,017	+
2	5175,834	5175,806	— 0,028	+	4	5167,023	5167,021	— 0,002	+
3	5171,901	5171,949	+ 0,048	Douteux	5	5162,914	5162,908	— 0,006	+
4	5167,842			Douteux	6	5158,608	5158,603	— 0,005	+
5	5163,615				7	5154,137			Raie de Ti à 5154,077
6	5159,263	5159,260	— 0,003	+	8	5149,483	5149,493	+ 0,010	+
7	5154,746	5154,722	— 0,024	+	9	5144,652			Douteux
8	5150,062	5150,065	+ 0,003	+	10	5139,688	5139,686	— 0,002	+
9	5145,197	5145,190	— 0,007	+	11	5134,549	5134,530	— 0,019	+
10	5140,209	5140,222	+ 0,013	+	12	5129,311			Raie de Ni à 5129,379
11	5135,062	5135,060	— 0,002	+	13	5123,903	5123,892	— 0,013	+
12	5129,788	5129,800	+ 0,012	+	14	5118,311	5118,350	+ 0,039	+
13	5123,768			Raie de Fe à 5123,732	15	5112,633	5112,644	+ 0,011	+
14	5118,753	5118,750	— 0,003	+	16	5106,848	5106,860	+ 0,012	+
15	5113,143			Douteux	17	5100,912	5100,920	+ 0,008	+
16	5107,302			Raie de Fe à 5107,459	18	5094,863	5094,840	— 0,023	+
17	5101,391			Douteux	19	5088,724	5088,733	+ 0,009	+
18	5095,336	5095,335	— 0,001	+	20	5082,554	5082,560	+ 0,006	+
19	5089,185	5089,174	— 0,011	+	21	5076,084	5076,086	+ 0,002	+
20	5082,903	5082,895	— 0,008	+	22	5069,598	5069,575	— 0,023	+
21	5076,556			Douteux	23	5063,052	5063,064	+ 0,012	+
22	5070,071	5070,051	— 0,020	+	24	5056,374	5056,335	— 0,039	+
23	5063,519	5063,523	+ 0,004	+	25	5049,583	5049,583	— 0,021	+
24	5056,863	5056,880	+ 0,017	+					
25	5050,116	5050,118	+ 0,002	+					

domaine de 171 Å ; 186 raies moléculaires sont envisagées, mais deux sont comptées deux fois. De sorte que :

$$C = 720 \left[1 - \left(1 - \frac{0,10}{171} \right)^{184} \right] = 75, 1,$$

valeur nettement inférieure au nombre de coïncidences que nous avons obtenues.

Ainsi il semble possible de conclure à l'existence de la molécule MgH dans le spectre de la photosphère.

Ajoutons que la tête de bande à 5211 Å, bien visible dans la tache, apparaît encore dans la photosphère, mais plus faiblement.

Nous donnons dans les tableaux I, II et III les détails de cette identification. Les valeurs de $\Delta\lambda$ représentent les différences entre les longueurs

d'onde de WATSON et RUDNICK et celles que nous avons mesurées. Dans la colonne « Remarques » une croix signale une raie dont l'identification est considérée comme sûre ; nous y indiquons également le caractère douteux d'une raie, ainsi que la présence d'une raie, connue ou non, dans le voisinage immédiat de celle à identifier.

TANAKA, NAGASAWA et SAITO estiment les intensités des raies de MgH dans la tache qu'ils ont utilisée à des valeurs comprises entre — 1 et — 3 dans l'échelle de ROWLAND. Dans le paragraphe suivant nous serons à même de nous faire une idée précise sur ce que deviennent ces intensités dans la photosphère. Il a été possible en effet de choisir une vingtaine de raies suffisamment intenses et isolées, dont on a mesuré les largeurs équivalentes dans la tache et la photosphère, en vue de la détermination des températures de rotation.

II. TEMPÉRATURE DE ROTATION DANS LA PHOTOSPHÈRE ET LA PREMIÈRE TACHE. MOLÉCULES C₂ ET MgH.

Rappelons brièvement le principe de la méthode classique utilisée.

La population sur un niveau de rotation est proportionnelle à

$$e^{-\frac{E_r}{kT}};$$

T étant la température absolue à laquelle correspond la distribution thermique de la molécule étudiée dans l'état initial, k la constante de Boltzmann et E_r l'énergie de rotation ; le niveau initial considéré est évidemment le niveau inférieur puisqu'il s'agit de raies d'absorption.

D'autre part

$$E_r = hc B_v J''(J'' + 1),$$

où h est la constante de Planck et B_v une constante liée au moment d'inertie de la molécule et au niveau de vibration.

Le nombre N de transitions, par unité de temps, entre les niveaux responsables peut s'écrire :

$$N = C_{ste} i.e^{-\frac{E_r}{kT}},$$

i étant le facteur d'intensité relatif à la raie, qui tient compte de la probabilité de transition entre les niveaux considérés ainsi que du poids statistique du niveau initial.

L'intensité W de la raie est fonction de N . Si la raie est faible, comme c'est le cas des raies étudiées

actuellement, son intensité est simplement proportionnelle à N :

$$W = C_{ste} i.e^{-\frac{hcB_vJ''(J''+1)}{kT}}.$$

Par suite

$$\log \frac{W}{i} = C_{ste} - \frac{hcB_vJ''(J''+1)}{2,3 kT}.$$

En portant $J'' (J'' + 1)$ en abscisses et $\log \left(\frac{W}{i} \right)$ en ordonnées, on obtient une droite dont la valeur de la pente est liée de façon évidente à celle de la température.

En fait, ce qui précède repose sur une approximation concernant l'énergie de rotation, dont une expression plus correcte serait :

$$hc[B_vJ''(J''+1) - D_vJ''^2(J''+1)^2].$$

Mais le terme D_v est toujours très faible par rapport à B_v , de sorte que la courbe obtenue s'écarte pratiquement peu d'une droite, au moins tant que l'on ne considère pas des valeurs de $J''(J''+1)$ trop grandes.

Dans le cas de MgH, $B_v = 5,74 \text{ cm}^{-1}$ et $D_v = 3,2.10^{-4}$. Pour $J'' (J'' + 1) = 1500$, valeur supérieure à celles que nous avons utilisées, le terme du second degré est environ les 8/100 de celui du premier degré. Bien que systématique, l'erreur introduite en le négligeant ne saurait modifier sensiblement les résultats.

Les largeurs équivalentes ont été mesurées le plus souvent en admettant que les raies présentent un profil de Gauss : il suffit dans ces conditions de connaître la largeur de la raie, sa profondeur centrale ainsi que la valeur du fond continu. Néanmoins de nombreuses raies ont été planimétrées et certaines même ont été mesurées par les deux méthodes, chaque fois notamment que s'introduisaient de trop grandes incertitudes, dues le plus souvent aux « blends ». Pour tenir compte toujours des effets du « blend », une correction a également

été apportée, le cas échéant, en appliquant la règle de THACKERAY [41].

Ce sont évidemment les mêmes raies qui ont été considérées dans la tache et la photosphère. Exceptionnellement l'une des deux mesures manque, par suite par exemple d'un défaut du spectre, ou de « blends » particulièrement gênants.

Molécule C_2 .

On a étudié la bande de vibration (0, 0) dont la tête a pour longueur d'onde $\lambda = 5165,2 \text{ \AA}$; elle

TABLEAU IV

MOLÉCULE C_2 — MESURES RELATIVES A LA PREMIÈRE TACHE

RAIES	$\lambda(\text{JOHNSON})$	$J''(J'' + 1)$ $\cdot 10^{-3}$	i	$W(\text{\AA})$	W'	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$
$R_3(13)$	5143,307	0,156	12,7	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$11,9 \cdot 10^{-3}$	4.64	4.97
$R_1(14)$	5142,092	0,182	14,0	4,5 »	9,5 »	4.51	4.83
$R_1(15)$	5140,363	0,210	15,0	4,8 »	11,0 »	4.51	4.86
$R_3(16)$	5138,094	0,240	15,7	6,5 »	10,5 »	4.62	4.85
$R_2(17)$	5136,426	0,272	16,9	8,1 »	17,0 »	4.68	3.
$R_3(17)$	5136,256	0,272	16,8	10,8 »	18,1 »	4.81	3.03
$R_1(25)$	5119,364	0,600	25,0	7,6 »	16,3 »	4.48	4.82
$R_1(28)$	5111,833	0,756	28,0	10,9 »	19,2 »	4.59	4.84
$R_2(28)$	5111,703	0,756	27,9	10,7 »	—	4.58	—
$R_3(28)$	5111,606	0,756	27,9	11,4 »	—	4.60	—
$R_1(29)$	5109,294	0,812	29,0	8,6 »	14,3 »	4.47	4.69
$R_1(33)$	5098,284	1,056	33,0	8,9 »	14,8 »	4.43	4.65
$R_{23}(33)$	5098,133	1,056	65,8	17,6 »	32,3 »	4.43	4.69
$R_1(34)$	5095,311	1,122	34,0	12,4 »	—	4.56	—
$R_{23}(34)$	5095,194	1,122	67,8	14,2 »	24,0 »	4.32	4.55
$R_{23}(35)$	5092,292	1,190	69,8	20,0 »	28,8 »	4.46	4.62
$R_1(36)$	5089,350	1,260	36,0	10,9 »	18,8 »	4.48	4.72
$R_{23}(36)$	5089,236	1,260	71,9	17,5 »	—	4.39	—
$R_{23}(37)$	5086,234	1,332	73,9	16,2 »	—	4.34	—
$R_1(41)$	5073,578	1,640	41,0	8,8 »	13,0 »	4.33	4.50
$R_{23}(41)$	5073,453	1,640	81,9	14,8 »	20,3 »	4.26	4.39
$R_1(43)$	5066,863	1,806	43,0	14,1 »	15,7 »	4.52	4.56
$R_{23}(43)$	5066,732	1,806	85,9	19,0 »	29,2 »	4.34	4.53
$R_1(44)$	5063,301	1,892	44,0	9,5 »	15,3 »	4.34	4.54
$R_{23}(44)$	5063,177	1,892	87,9	12,9 »	18,2 »	4.17	4.32
$P_1(45)$	5135,672	2,070	45,0	8,1 »	—	4.26	—
$P_{23}(45)$	5135,561	2,070	89,9	13,1 »	22,3 »	4.16	4.39
$P_1(52)$	5120,707	2,750	52,0	7,0 »	8,1 »	4.07	4.19
$P_{23}(52)$	5120,617	2,750	103,9	11,9 »	16,2 »	4.06	4.19
$P_{23}(57)$	5107,872	3,306	113,9	11,4 »	11,9 »	4.	4.02
$P_1 + P_2 + P_3(59)$	5102,422	3,540	176,9	16,8 »	19,3 »	3.98	4.04
$P_1 + P_2 + P_3(62)$	5094,095	3,900	185,9	16,4 »	14,0 »	3.94	3.88
$P_{23}(65)$	5084,688	4,290	129,9	7,4 »	8,4 »	3.76	3.81
$P_{23}(66)$	5081,756	4,420	131,9	7,3 »	7,8 »	3.74	3.77

est due à la transition électronique ${}^3\Pi g \leftarrow {}^3\Pi u$.

Les longueurs d'onde de laboratoire auxquelles nous nous sommes reportés sont celles de R. C. JOHNSON [23].

D'après JEVONS la transition considérée se rapproche d'un cas *b* de HUND, surtout pour les nombres quantiques élevés.

Miss M. G. ADAM a effectué le calcul des facteurs d'intensité *i* à l'aide des formules données par HÖNL et LONDON [20].

HUNAERTS a utilisé celles de A. BUDO [9], plus récentes et mieux adaptées, semblait-il, au cas où les deux états électroniques sont proches d'un cas *b* de Hund. Nous avons utilisé les deux méthodes et constaté qu'elles conduisaient à des résultats très voisins.

Les relations fournies par HÖNL et LONDON, donnent, pour les branches P et R :

Branches	<i>i</i>
P(J)	$\frac{J^2 - \Omega^2}{J}$
R(J)	$\frac{(J+1)^2 - \Omega^2}{J+1}$

D'autre part, la multiplicité $2S + 1$ vaut 3 et *S* est égal à 1 : la composante Σ du spin est susceptible de prendre les valeurs 1, 0 et -1 . Puisque pour les états Π , $\Lambda = 1$, le moment angulaire électronique total $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$ peut prendre les valeurs 2, 1 et 0, auxquelles correspondent

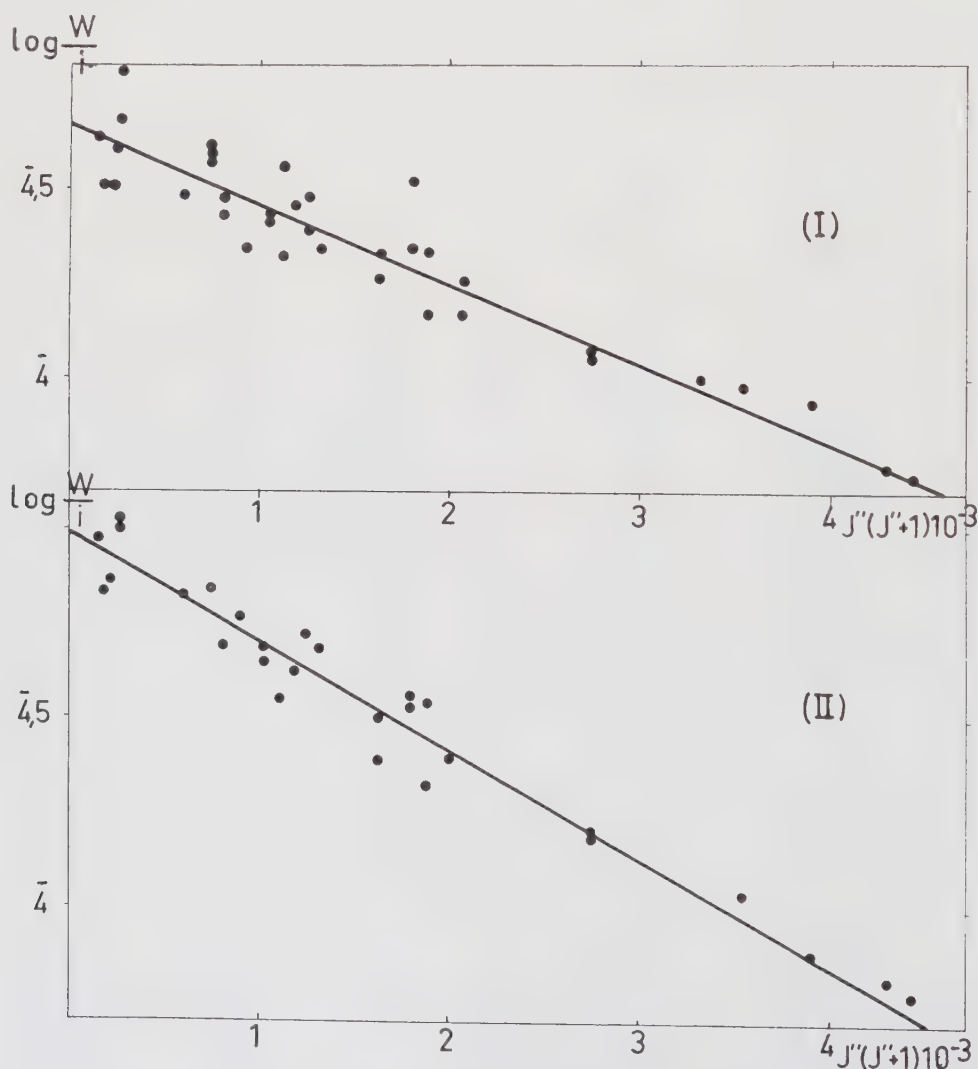


FIG. 1. — Molécule C_2 . Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la première tache (II).

respectivement les sous-branches P_3 et R_3 , P_2 et R_2 , P_1 et R_1 . On en déduit pour ces dernières, en fonction de J , les valeurs de i correspondantes.

Les résultats concernant la mesure des largeurs équivalentes des raies de la molécule C_2 , dans la photosphère et dans la tache, sont consignés dans le tableau IV, pour lequel nous donnons aussi les diagrammes correspondants (fig. 1). (Les quantités se rapportant à la tache sont affectées d'un accent.)

Ces diagrammes définissent une droite de façon satisfaisante, pour la tache aussi bien que pour la photosphère, et permettent pour ces deux milieux une détermination graphique convenable des températures de rotation.

Si m est la pente de la droite,

$$m = -\frac{h_c B_v}{2,3 kT} \quad \text{et} \quad T = -\frac{h_c B_v}{2,3 km}.$$

Pour la molécule C_2 , $B_v = 1,63 \text{ cm}^{-1}$. Par suite

$$T = -\frac{1,02}{m}.$$

On trouve ainsi pour la photosphère $T = 4860^\circ$, et pour la tache $T = 3600^\circ$, l'erreur probable étant $\pm 250^\circ$.

Molécule MgH .

Les raies de MgH utilisées sont attribuées à la transition électronique $^2\Pi \leftarrow ^2\Sigma$ et appartiennent à la bande de vibration (0, 0) dont la tête est à $\lambda = 5211 \text{ \AA}$. Les longueurs d'onde sont celles de W. W. WATSON et P. RUDNICK.

$^2\Sigma$ appartient au cas b de HUND ; quant à l'état électronique supérieur $^2\Pi$, il se rapproche davantage d'un cas b de HUND que d'un cas a . Nous avons donc employé pour le calcul du facteur i les formules de MULLIKEN [29a], relatives à la transition $^2\Pi^{(b)} - ^2\Sigma$.

Les largeurs équivalentes sont plus faibles dans la photosphère que dans la tache, comme le montre le tableau V. Néanmoins la dispersion des points demeure encore assez petite pour que la méthode suivie conserve une précision suffisante (fig. 2).

La constante moléculaire B_v vaut pour MgH , $5,74 \text{ cm}^{-1}$. La température T est alors, en fonction de la pente m :

$$T = -\frac{3,59}{m}.$$

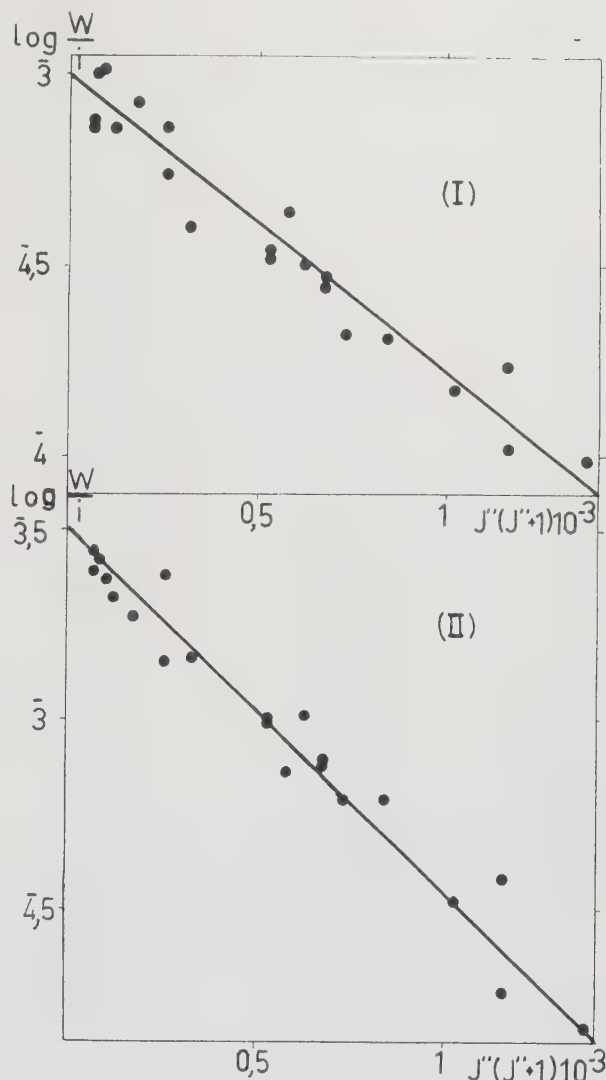


FIG. 2. — Molécule MgH . Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la première tache (II).

On obtient ainsi :

$$T_{\text{photosphère}} = 4640^\circ \pm 300^\circ$$

$$T_{\text{tache}} = 3730^\circ \pm 300^\circ.$$

Les deux molécules C_2 et MgH conduisent par conséquent à des résultats analogues, ce qui confirme l'identification du spectre de MgH faite antérieurement dans la photosphère. D'ailleurs, comme nous le verrons plus loin, les températures qu'elles fournissent sont également en bon accord, en ce qui concerne la photosphère, avec celles qui ont déjà été déterminées par d'autres auteurs.

TABLEAU V

MOLECULE MgH — MESURES RELATIVES A LA PREMIERE TACHE

RAIES	λ (WATSON-RUDNICK)	$J''(J'' + 1)$ $\cdot 10^{-3}$	i	$W(\text{\AA})$	W'	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$
Q ₂ (8)	5178,503	0,064	7,94	6,0.10 ⁻³	22,1.10 ⁻³	4,88	3,44
Q ₂ (9)	5176,816	0,031	8,95	9,0 »	23,6 »	3.	3,42
Q ₁ (7)	5180,593	0,064	7,90	5,7 »	19,5 »	4,86	3,39
Q ₁ (10)	5175,419	0,121	10,95	7,9 »	22,8 »	4,86	3,32
P ₂ (10)	5207,283	0,099	5,21	5,4 »	12n2 »	3,01	3,37
Q ₂ (13)	5168,163	0,169	12,25	9,3 »	22,3 »	4,93	3,27
Q ₂ (16)	5159,790	0,256	16,60	9,2 »	23,2 »	4,74	3,15
R ₂ (16)	5106,860	0,256	7,26	5,2 »	17,4 »	4,86	3,38
Q ₁ (17)	5157,006	0,324	17,97	7,2 »	25,8 »	4,60	3,16
Q ₁ (22)	5058,708	0,529	23,00	8,0 »	22,5 »	4,54	4,99
Q ₂ (23)	5134,195	0,529	22,98	7,6 »	23,0 »	4,52	3.
R ₁ (23)	5063,519	0,576	11,23	4,9 »	8,2 »	4,64	4,86
P ₁ (24)	5202,985	0,625	12,76	4,1 »	13,0 »	4,50	3,01
Q ₁ (25)	5125,819	0,676	26,00	7,1 »	19,8 »	4,44	4,88
Q ₂ (26)	5120,877	0,676	26,00	7,6 »	20,0 »	4,47	4,89
Q ₂ (29)	5106,206	0,841	29,00	6,0 »	17,8 »	4,31	4,79
Q ₁ (26)	5121,237	0,729	26,98	5,7 »	16,8 »	4,32	4,79
Q ₂ (32)	5090,367	1,024	32,00	4,9 »	10,7 »	4,18	4,52
P ₁ (33)	5177,768	1,156	17,25	3,0 »	6,5 »	4,24	4,58
Q ₁ (33)	5085,178	1,156	33,98	3,6 »	6,5 »	4,02	4,28
Q ₂ (37)	5061,526	1,369	37,00	3,6 »	5,7 »	5,99	4,19

III. TEMPÉRATURES DE ROTATION DANS LA PHOTOSPHÈRE ET LA DEUXIÈME TACHE. MOLECULES C₂, CH, CN, NH ET OH.

En choisissant initialement les deux molécules C₂ et MgH, nous pensions essentiellement à la détermination des températures dans la tache et la photosphère et à l'étude de la pression dans la tache.

Par la suite il a semblé utile de considérer également le problème des abondances dans le Soleil. Il devenait alors nécessaire de posséder des observations homogènes faisant appel à un plus grand nombre de molécules. Nous avons donc effectué une seconde série de spectres destinés particulièrement à ces recherches.

Toutefois ces nouvelles observations, relatives à une deuxième tache et concernant l'ensemble des molécules C₂, CH, CN, NH et OH ont aussi permis de compléter les renseignements déjà fournis sur les températures par C₂ et MgH.

Les observations.

Les spectres ont été encore obtenus sur film « Kodak Microfile » ; dans le 5^e ordre pour C₂

le 3^e et le 2^e ordre pour les autres molécules. Ce changement d'ordre se justifiait surtout par le souci de n'avoir pas des temps de pose trop grands, qui auraient rendu difficile le maintien de la tache sur la fente d'entrée du spectrographe.

A titre d'indication voici quelques valeurs des temps de pose réalisés pour la photosphère, avec une ouverture de fente de 20 μ ; pour la tache ces nombres doivent être multipliés approximativement par 4.

DOMAINES	TEMPS DE POSE	ORDRES
5100 Å	1 s	5 ^e
4260 Å	3 s	2 ^e
3800 Å	6 s	3 ^e
3400 Å	10 s	3 ^e
3200 Å	60 s	3 ^e

Notons d'ailleurs que pour rendre possible l'étude de la partie ultraviolette du spectre, nous avons substitué à l'ensemble objectif-miroir concave

(combinaison II) du spectrographe de 9 m, un système analogue au télescope (combinaison I) actuellement en service à l'Observatoire du Pic du Midi, et dans lequel un miroir sphérique de 650 cm de distance focale recevait directement le faisceau de rayons solaires provenant du coelostat.

De plus la méthode consistant à utiliser une densité dégradée au cours de la prise des spectres, n'a pas été retenue pour les observations actuelles. Nous lui avons préféré une technique un peu différente, reposant sur l'emploi de diaphragmes placés devant la fente d'entrée, et qui permettait d'avoir à volonté soit l'image de la tache seule, soit celle de la photosphère voisine ; elle supprimait en même temps sur le trajet lumineux la traversée de verre due à la présence de la densité précédente qui, de toute manière, aurait été gênante dans l'ultraviolet. Cette façon de procéder conduisait, il est vrai, à adopter dans chaque cas des temps de pose appropriés, et obligeait à recourir à d'autres modes d'étalonnage.

Pour le visible cet étalonnage a été effectué à l'aide d'un échelon photométrique dont on a déterminé au microphotomètre la densité des « step » dans les divers domaines spectraux intéressants, en intercalant dans le faisceau lumineux des écrans colorés convenablement choisis. L'échelon a été remplacé dans l'ultraviolet par un jeu de cinq grilles étalonnées, constituées par du laiton noirci, de densité 0,19 — 0,43 — 0,61 — 0,87 et 1,20.

Le spectre de la tache exige, comme nous l'avons déjà dit, un temps de pose environ quatre fois plus grand que celui de la photosphère. Or, malgré cela, il n'a pas été fait un étalonnage dans chacun des cas, mais seulement en ce qui concerne la photosphère. Il était bon de voir par conséquent si le passage d'un temps de pose à l'autre n'entraînait pas une variation notable du facteur de contraste.

Nous nous sommes servi à cet effet d'un spectrographe d'étalonnage du modèle Soleillet, éclairé par une lampe à vapeur de mercure. Les essais ont été effectués sur les deux raies du mercure $\lambda = 4047 \text{ \AA}$ et $\lambda = 3650 \text{ \AA}$, en conservant évidemment le même film, et avec des temps de pose analogues à ceux utilisés pour le soleil dans ces régions spectrales, c'est-à-dire 3 s et 12 s pour la première raie, 10 s et 40 s pour la deuxième. Pour chacune des raies, les deux courbes de gradation obtenues dans ces conditions se sont révélées pratiquement identiques.

Réduction des observations.

Une difficulté s'est présentée pour la plupart des molécules que nous envisageons maintenant, diffi-

culté liée au fait qu'il n'a pas toujours été possible de considérer comme raies faibles les raies étudiées. Toutefois ces dernières ont été choisies de façon telle que leurs intensités ne soient jamais très différentes, de sorte que l'erreur résultant de leur assimilation à des raies faibles ne semblait pas *a priori* devoir influencer beaucoup sur le résultat. C'est bien ce qui a été vérifié.

Les graphiques qui fournissent les températures ont été tracés d'abord avec les valeurs brutes des mesures, ensuite après avoir effectué, pour tenir compte de la saturation, une correction sur les largeurs équivalentes. La conséquence la plus nette a été une diminution de la dispersion des points, et cela sans altération sensible de la pente des droites.

Cette correction de saturation a été faite en prenant pour la tache et pour la photosphère les courbes de croissance données par MICHARD dans sa Thèse.

Pour chaque molécule nous avons construit le diagramme : $\log (W)_{\text{calculé}} - \log (W)_{\text{observé}}$; nous avons ensuite cherché à le faire coïncider au mieux, par des translations, avec un arc de la courbe de croissance.

Une telle méthode, évidemment assez arbitraire, était susceptible de ne fournir qu'un ordre de grandeur de la correction cherchée. Néanmoins, suffisante sans aucun doute pour le problème qui nous intéresse ici, il semble qu'elle doive l'être encore pour l'étude, cependant plus exigeante, des abondances.

Molécule C₂.

Bien que cela ne soit pas absolument indispensable, nous donnons néanmoins pour cette seconde série d'observations les résultats relatifs à la molécule C₂ (tableau VI et fig. 3). Il y a plusieurs avantages à le faire.

Par comparaison avec les largeurs équivalentes déjà obtenues dans la photosphère, il est possible de tirer quelques conclusions quant à la précision même des mesures. La moyenne des écarts pour les diverses raies considérées est de l'ordre de 12 %. De plus ces écarts paraissent traduire des erreurs de mesure de caractère accidentel, ne devant avoir par conséquent qu'une influence faible. Il est vrai que l'incertitude provenant de l'évaluation du fond continu joue probablement très peu dans le cas présent, car nous nous sommes efforcés évidemment de le situer aussi semblablement que possible sur les deux spectres utilisés.

En outre la molécule C₂ sert en quelque sorte de trait d'union entre les deux groupes de spectres

TABLEAU VI

MOLECULE C_2 — MESURES RELATIVES A LA DEUXIÈME TACHE

RAIES	λ (JOHNSON)	$J''(J'' + 1)$ $\cdot 10^{-3}$	$\log i$	$W(\text{\AA})$	$W'(\text{\AA})$	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$
R_3 (13)	5143,307	0,156	1,10	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$11,8 \cdot 10^{-3}$	4,70	4,97
R_1 (14)	5142,092	0,182	1,15	5,0 »	—	4,55	—
R_1 (15)	5140,363	0,210	1,18	—	13,0 »	—	4,93
R_3 (16)	5138,094	0,240	1,20	7,2 »	12,3 »	4,66	4,89
R_2 (17)	5136,426	0,272	1,23	7,6 »	18,8 »	4,65	3,04
R_3 (17)	5136,256	0,272	1,26	11,0 »	—	4,78	—
R_1 (25)	5119,364	0,600	1,40	7,5 »	17,0 »	4,48	4,83
R_1 (28)	5111,833	0,756	1,45	8,1 »	21,0 »	4,46	4,87
R_3 (28)	5111,606	0,756	1,45	9,0 »	—	4,50	—
R_1 (29)	5109,294	0,812	1,46	8,4 »	12,2 »	4,46	4,63
R_1 (33)	5098,284	1,086	1,52	10,0 »	14,6 »	4,48	4,64
R_{23} (33)	5098,133	1,056	1,82	24,7 »	31,8 »	4,57	4,68
R_1 (34)	5095,311	1,122	1,53	9,3 »	—	4,44	—
R_{23} (34)	5095,194	1,122	1,83	15,3 »	23,6 »	4,35	4,54
R_{23} (35)	5092,292	1,190	1,84	23,0 »	32,7 »	4,53	4,67
R_1 (36)	5089,350	1,260	1,56	10,3 »	16,7 »	4,45	4,66
R_{23} (36)	5089,236	1,260	1,86	18,9 »	28,5 »	4,42	4,59
R_{23} (37)	5086,234	1,332	1,87	19,9 »	33,4 »	4,43	4,65
R_1 (41)	5073,578	1,640	1,61	8,4 »	14,1 »	4,31	4,54
R_{23} (41)	5073,453	1,640	1,91	17,8 »	20,5 »	4,34	4,39
R_1 (43)	5066,863	1,806	1,63	12,6 »	16,2 »	4,47	4,58
R_{23} (43)	5066,732	1,806	1,93	22,4 »	29,4 »	4,42	4,54
R_1 (44)	5063,301	1,892	1,64	10,3 »	14,2 »	4,37	4,51
R_{23} (44)	5063,177	1,892	1,94	14,7 »	18,1 »	4,23	4,32
P_1 (45)	5135,672	2,070	1,65	8,1 »	—	4,26	—
P_{23} (45)	5135,561	2,070	1,95	12,6 »	21,2 »	4,15	4,38
P_1 (52)	5120,702	2,750	1,72	6,2 »	9,2 »	4,07	4,25
P_{23} (52)	5120,617	2,750	2,02	13,8 »	—	4,12	—
P_{23} (57)	5107,872	3,306	2,06	13,4 »	—	4,07	—
$P_1 + P_2 + P_3$ (59)	5102,422	3,540	2,25	16,4 »	20,2 »	3,96	4,06
$P_1 + P_2 + P_3$ (62)	5094,095	3,900	2,27	16,3 »	13,0 »	3,94	3,84
P_{23} (65)	5084,688	4,290	2,11	6,8 »	—	3,72	—
P_{23} (66)	5081,756	4,420	2,12	6,4 »	—	3,69	—

que nous possédons. Elle est susceptible d'indiquer notamment, grâce aux renseignements qu'elle fournit sur les températures, si, au point de vue des conditions physiques qui y règnent, les deux taches étudiées sont proches ou non l'une de l'autre.

Les températures de rotation obtenues sont les suivantes :

- photosphère : $4890 \pm 250^\circ$
- tache : $3640 \pm 250^\circ$.

On peut remarquer que l'on aboutit à la même température pour les deux taches ; cela n'est pas surprenant : elles étaient sensiblement de même importance et il n'y avait pas de raison pour que

leurs caractéristiques physiques soient très éloignées, en particulier leurs températures.

Par ailleurs, le résultat pour la photosphère est cohérent avec celui obtenu antérieurement, et en bon accord avec ceux de M. G. ADAM et J. HUNAERTS, qui sont respectivement : $4550 \pm 1150^\circ$ et $4871 \pm 304^\circ$. Nos déterminations sont par contre différentes de celles de R. S. RICHARDSON qui obtient, selon la méthode suivie :

	TACHE	PHOTOSPHÈRE
Méthode I	$4900 \pm 600^\circ$	$6000 \pm 700^\circ$
Méthode II	$4900 \pm 750^\circ$	$5700 \pm 1600^\circ$
Méthode III	$4500 \pm 400^\circ$	$5300 \pm 400^\circ$

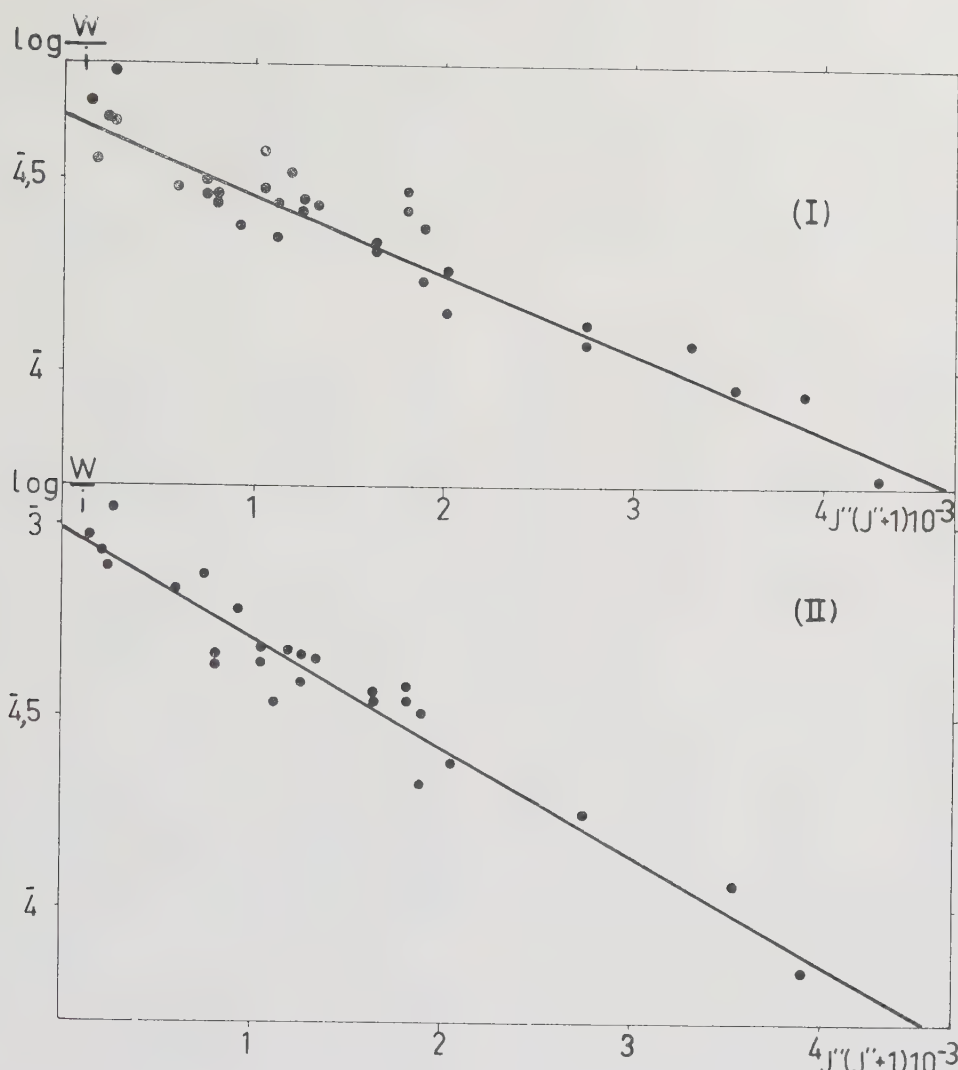


FIG. 3. — Molécule C_2 . Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la deuxième tache (II).

La troisième méthode, qui repose sur la transformation des intensités observées en Nf à l'aide de la courbe de calibrage de Russell, Adams, Moore, conduit à des résultats assez précis, mais trop élevés semble-t-il encore, et cela probablement parce que l'auteur ne disposait — comme d'ailleurs pour les deux autres méthodes — que d'intensités estimées.

Molécule CH .

Les raies de CH dont on a mesuré les largeurs équivalentes appartiennent à la bande de vibration $(0, 0)$ de la transition électronique ${}^2\Delta \leftarrow {}^2\Pi$; la tête de cette bande se situe à $4315 \text{ \AA}$.

Cette molécule a été étudiée en particulier par GERÖ [17], à qui nous avons emprunté les longueurs d'onde, et son identification dans le spectre solaire a fait l'objet d'un travail de NICOLET [30].

L'état électronique ${}^2\Delta$ correspond à un cas b de Hund. Quant à ${}^2\Pi$, intermédiaire pour les valeurs faibles de J entre les cas a et b , il ne devient un cas b que pour les valeurs de J assez grandes. Nous avons effectué néanmoins le calcul des facteurs d'intensité i , en admettant que les deux états électroniques responsables appartenaient au cas b .

Dans le tableau VII, les W sont les largeurs équivalentes mesurées. Les deux dernières colonnes contiennent les corrections apportées sur $\log W$ pour tenir compte de la saturation.

On remarquera d'ailleurs que ces corrections ne varient pas nécessairement comme les valeurs des largeurs équivalentes auxquelles elles s'appliquent : ces dernières ne sont pas en effet exemptes elles-mêmes d'erreurs et pour une raie déjà surestimée, par exemple, la nécessité d'une correction de saturation peut ne pas se faire sentir.

Les graphiques de températures ont été établis à l'aide des largeurs équivalentes corrigées (fig. 4).

Dans le cas de CH, $B_v = 14,2 \text{ cm}^{-1}$. En appelant toujours m la pente de la droite obtenue, on

HUNAERTS pour la même molécule, $4368 \pm 193^\circ$, sont donc concordantes.

Dans un travail sur CH [36b] légèrement antérieur à celui qui concerne C_2 , R. S. RICHARDSON donne les températures :

$$T_{\text{minimum}} = 4430 \pm 160^\circ$$

$$T_{\text{maximum}} = 6080 \pm 130^\circ$$

$$T_{\text{moyenne}} = 5080 \pm 120^\circ.$$

Les intensités des raies indiqueraient une température plus élevée pour les niveaux de rotation élevés que pour les niveaux bas ; appliquant ensuite ses résultats à ceux de St JOHN et BABCOCK, l'auteur conclut à un gradient de température de 13° par kilomètre.

Les raies que nous utilisons ne couvrent sans doute pas un domaine suffisant de l'échelle des J , pour qu'il soit possible de mettre en évidence un tel phénomène ; mais ce dernier n'a pas été observé non plus par HUNAERTS.

Dans la deuxième partie de son travail, consacrée au calcul de la pression relative dans les taches et la couche renversante, RICHARDSON précise que les intensités des raies de CH sont du même ordre de grandeur dans la tache et la couche renversante : la même remarque peut être faite à partir de nos mesures.

Ajoutons que cet auteur utilisait les intensités centrales des raies ; ses spectres, pris dans le 3^e ordre du spectrographe du Mont Wilson, avait une dispersion de $0,20 \text{ \AA/mm}$.

Molécule CN.

La bande de vibration $(0, 0)$ de la molécule CN, due à la transition $^2\Sigma^+ \leftarrow ^2\Sigma^+$ se situe à $\lambda = 3883 \text{ \AA}$; pourvu que les valeurs de K'' ne soient pas trop petites, les doublets qui la constituent sont suffisamment bien résolus.

Nous utilisons les longueurs d'onde de H. S. UHLER et R. A. PATTERSON [42], qui ont fait en laboratoire l'étude de cette molécule.

Pour le calcul des facteurs d'intensité, les formules données par MULLIKEN [29b] et prévues pour les cas b de Hund, s'appliquent sans difficulté : les états Σ relèvent toujours strictement du cas b .

Les résultats de mesures sont indiqués dans le tableau VIII, et la figure 5 concerne la détermination graphique.

Si l'on adopte pour la constante B_v la valeur $1,89$,

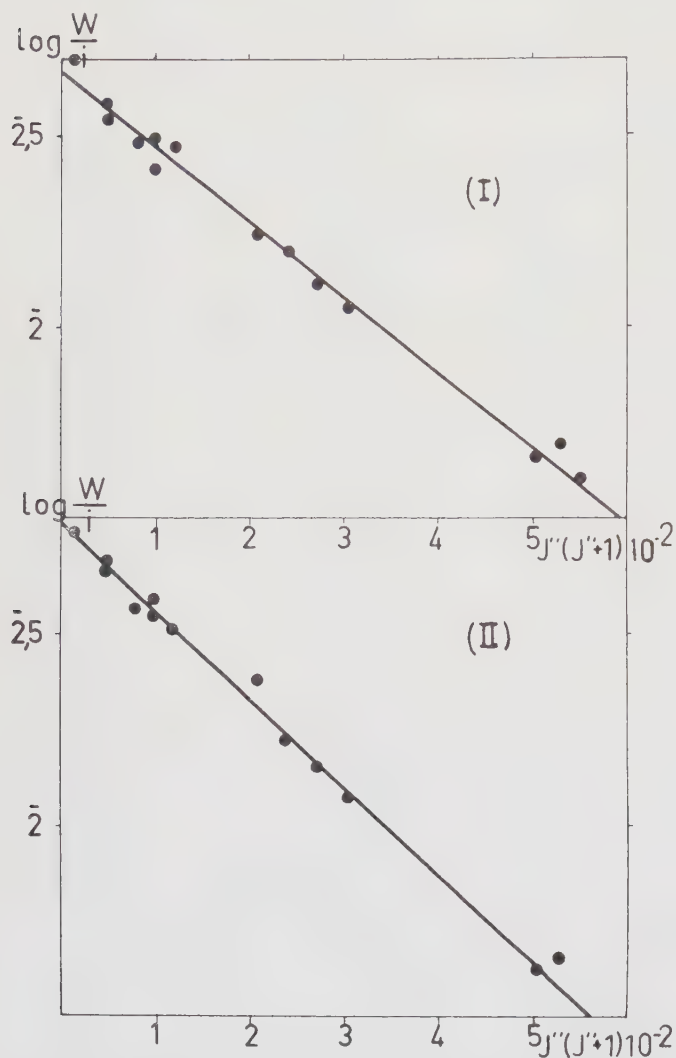


FIG. 4. — Molécule CH. Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la deuxième tache (II).

trouve pour l'expression de la température de rotation

$$T = -\frac{8,87}{m}.$$

On en déduit

$$T_{\text{photosphère}} = 4488 \pm 250^\circ$$

$$T_{\text{tache}} = 3850 \pm 200^\circ.$$

La première de ces valeurs et celle fournie par

TABLEAU VII

MOLECULE CH — MESURES RELATIVES A LA DEUXIÈME TACHE

K''	RAIES	λ (GERÖ)	W(Å)	W'(Å)	$\log i$	$J''(J'' + 1)$	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$	$\Delta (\log W)$	$\Delta (\log W')$
3	Q _{1c}	4313,662	82.10 ⁻³	62.10 ⁻³	0,21	15,8	2,70	2,58	—	0,17
6	R _{2dc}	4274,196	62 »	78 »	0,40	48,8	2,39	2,49	0,15	0,18
7	R _{3dc}	4267,395	71 »	63 »	0,37	48,8	2,48	2,43	0,10	0,24
9	R _{1cd}	4255,256	110 »	101 »	0,51	99,8	2,53	2,49	—	0,06
9	Q _{2d}	4307,314	84 »	93 »	0,64	80,8	2,28	2,33	0,20	0,23
10	R _{1cd}	4248,949	66 »	76 »	0,54	120,8	2,28	2,34	0,19	0,17
10	R _{2dc}	4249,483	78 »	79 »	0,49	99,8	2,40	2,41	—	0,18
14	R _{1dc}	4224,859	103 »	117 »	0,93	210,3	2,08	2,14	0,16	0,24
	+ R _{2dc}									
15	R _{1dc}	4218,727	91 »	82 »	0,96	240,3	2	3,95	0,20	0,27
	+ R _{2dc}									
16	R _{1cd}	4211,001	107 »	107 »	0,98	272,3	2,05	2,05	0,06	0,10
	+ R _{2cd}									
17	R _{1cd}	4204,767	89 »	90 »	1,06	306,3	3,89	3,89	0,16	0,18
	+ R _{1cd}									
22	Q _{1d}	4281,977	66 »	53 »	1,35	506,3	506,3	3,37	0,19	0,25
	+ Q _{2d}									
22	Q _{2c}	4284,835	56 »	51 »	1,06	528,8	3,69	3,65	—	—
23	R _{1dc}	4172,517	52 »	—	1,12	552,3	3,60	—	—	—
	+ R _{2dc}									

TABLEAU VIII

MOLECULE CN — MESURES RELATIVES A LA DEUXIÈME TACHE

K''	RAIES	λ (UHLER PATTERSON)	W(Å)	W'(Å)	$\log i$	$J''(J'' + 1)$	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$	$\Delta (\log W)$	$\Delta (\log W')$
47	R ₁	3825,307	40,9.10 ⁻³	—	1,68	2304	4,93	—	0,28	—
49	R ₁	3822,322	42,5 »	—	1,69	2499	4,94	—	0,17	—
51	R ₂	3819,213	52,0 »	—	1,70	2704	3,02	—	0,10	—
57	R ₁	3809,755	46,4 »	—	1,76	3364	4,91	—	—	—
59	R ₁	3806,440	39,8 »	47,2.10 ⁻³	1,77	3600	4,83	4,90	—	0,14
65	R ₁	3796,184	25,9 »	44,6 »	1,82	4356	4,59	4,83	—	—
69	R ₁	3789,040	16,3 »	28,6 »	1,84	4900	4,37	4,62	—	—
71	R ₁	3785,390	21,6 »	26,0 »	1,85	5184	4,48	4,56	—	—
74	R ₁	3779,806	16,8 »	19,2 »	1,87	5625	4,36	4,41	—	—
75	R ₂	3777,842	12,4 »	20,4 »	1,87	5776	4,22	4,44	—	—
77	R ₂	3774,030	13,9 »	17,4 »	1,88	6044	4,26	4,36	—	—
78	R ₁	3772,180	12,8 »	13,5 »	1,89	6241	4,22	4,24	—	—
81	R ₂	3766,247	11,6 »	11,8 »	1,91	6724	4,15	4,16	—	—
86	R ₂	3756,263	6,1 »	6,7 »	1,93	7569	5,86	5,90	—	—
88	R ₃	3752,187	5,0 »	4,9 »	1,94	7921	5,76	5,75	—	—
93	R ₂	3741,817	—	2,5 »	1,97	8836	—	5,43	—	—

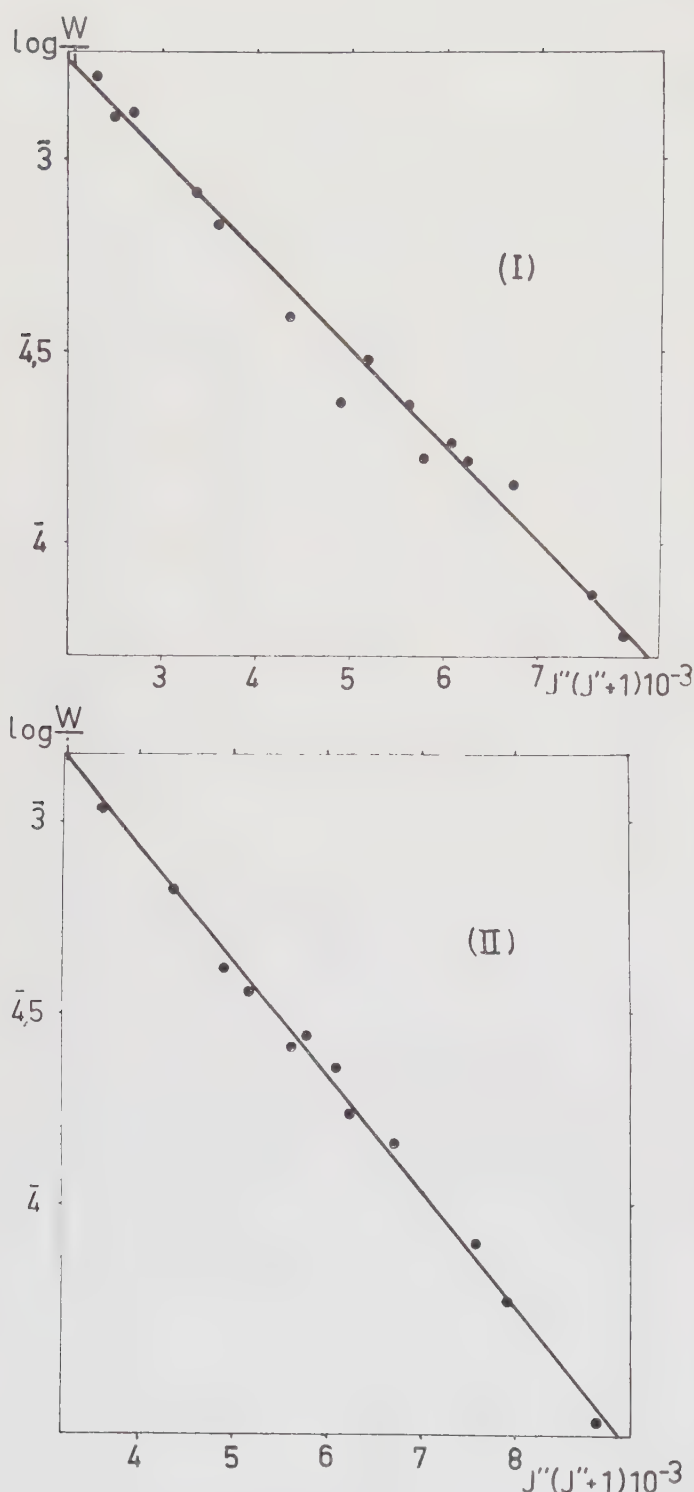


FIG. 5. — Molécule CN. Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la deuxième tache (II).

il vient pour la température T , en fonction de la pente m

$$T = -\frac{1,18}{m}.$$

Nous obtenons ainsi, pour la photosphère et pour la tache :

$$T_{\text{photosphère}} = 4720 \pm 240^{\circ}$$

$$T_{\text{tache}} = 3900 \pm 180^{\circ}.$$

Rappelons, au sujet de la photosphère, quelques résultats antérieurs reposant également sur l'étude de la molécule CN.

$$\text{ROACH} : 5630 \pm 500^{\circ}$$

$$\text{BLITZER} : 4490 \pm 100^{\circ}$$

$$\text{HUNAERTS} : 4464 \pm 117^{\circ}.$$

ROACH utilisait les intensités de Rowland qu'il transformait en largeurs équivalentes à l'aide de la calibration de Mulders. La méthode était assez imprécise et la valeur à laquelle elle aboutit est certainement trop élevée. Meilleurs sans doute sont les deux derniers résultats.

BLITZER avait à sa disposition des spectres pris au spectrographe de 75 pieds de la tour solaire du Mont Wilson. A l'aide des largeurs équivalentes mesurées et d'une courbe de croissance théorique, il déterminait les $\log N_f$. La température qu'il donne est en très bon accord avec celle trouvée par HUNAERTS qui, d'une manière assez voisine, déterminait les $\log N_f$ par approximations successives, en égalant les largeurs équivalentes mesurées et calculées.

Molécule NH.

Il a été possible de mesurer, aux environs de $\lambda = 3300 \text{ \AA}$, les largeurs équivalentes d'un certain nombre de raies des branches P et R de la bande (0, 0) de NH, produite par la transition électronique ${}^3\Pi \leftarrow {}^3\Sigma^-$. De façon plus précise d'ailleurs il s'agit d'après HERZBERG, du passage ${}^3\Pi_{(b)} \leftarrow {}^3\Sigma^-$; ce sont donc des formules de P. NOLAN et F. A. JENKINS [32] que nous avons utilisées pour le calcul des facteurs d'intensité.

Les raies solaires ont été identifiées à partir des longueurs d'onde fournies par FUNKE [5]. Les résultats sont consignés dans le tableau IX et le diagramme correspondant de la figure 6.

Nous avons actuellement $B_v = 16,33$, soit pour la température T

$$T = -\frac{10,2}{m}.$$

Les températures de rotation que nous déduisons des largeurs équivalentes des raies de NH sont alors

$$T_{\text{photosphère}} = 4640 \pm 300^{\circ}$$

$$T_{\text{tache}} = 3600 \pm 250^{\circ}.$$

TABLEAU IX

MOLECULE NH — MESURES RELATIVES A LA DEUXIÈME TACHE

RAIES	λ (FUNKE)	$W(\text{\AA})$	$W'(\text{\AA})$	$\log i$	$J''(J'' + 1)$	$\log \left(\frac{W}{i} \right)$	$\log \left(\frac{W'}{i} \right)$	$\Delta (\log W')$
R ₂ (1)	3351,077	16,9 . 10 ⁻³	56,2 . 10 ⁻³	0,25	0	3,98	2,50	—
R ₂ (2)	3347,629	21,7 »	68,0 »	0,45	2	3,89	2,38	—
R ₂ (3)	3344,184	26,3 »	71,2 »	0,58	6	3,84	2,27	0,12
R ₂ (4)	3340,692	31,9 »	80,6 »	0,69	12	3,81	2,22	0,14
P ₂ (5)	3377,273	22,8 »	53,4 »	0,67	42	3,69	2,06	0,14
P ₂ (7)	3384,773	43,1 »	—	0,83	72	3,80	—	—
P ₂ (8)	3388,467	43,0 »	—	0,89	90	3,73	—	—
P ₃ (9)	3391,591	36,0 »	92,1 »	0,89	90	3,67	2,07	0,08
P ₂ (9)	3392,124	34,9 »	97,9 »	0,95	110	3,59	2,04	0,07
P ₂ (10)	3395,745	43,9 »	73,4 »	0,99	132	3,65	3,88	0,15
P ₁ (11)	3399,803	44,1 »	71,5 »	1,08	182	3,54	3,77	0,15
P ₂ (12)	3402,901	42,2 »	79,9 »	1,08	182	3,55	3,82	0,08
P ₂ (14)	3409,949	27,0 »	61,0 »	1,14	240	3,29	3,65	0,10
P ₂ (16)	3416,870	27,1 »	51,5 »	1,19	272	3,24	3,52	—
P ₁ (15)	3413,667	37,7 »	—	1,21	306	3,37	—	—
P ₃ (17)	3420,103	19,2 »	46,9 »	1,20	306	3,08	3,47	—
P ₂ (17)	3420,285	23,4 »	53,9 »	1,23	342	3,14	3,50	—
P ₁ (17)	3420,442	30,1 »	56,9 »	1,26	380	3,22	3,50	—
P ₃ (20)	3430,291	17,7 »	30,5 »	1,28	420	4,97	3,20	—

La première de ces valeurs est en très bon accord avec celle déterminée par HUNAERTS — 4658 $\pm$ 234° — à partir de la même molécule.

Molécule OH.

Le travail le plus récent sur l'analyse de la molécule OH est celui de G. H. DIEKE et H. M. GROSSWHITE [12]. Nous avons étudié des raies de la bande de vibration (0, 0) produite par la transition électronique $^2\Sigma \leftarrow ^2\Pi_i$ et qui se trouve à $\lambda = 3064 \text{ \AA}$.

L'absorption atmosphérique croît très rapidement dans cette région spectrale et il est difficile d'y obtenir, en raison même des temps de pose élevés, des spectres de tache convenables. Nous avons eu néanmoins la chance, après de nombreux essais, d'en réussir un assez satisfaisant qui a pu se prêter à la mesure des largeurs équivalentes de dix raies de OH.

Les facteurs d'intensité ont été calculés à l'aide des formules données par EARLS [13].

Les résultats des mesures sont rassemblés dans le tableau X et la figure 7 correspondante.

Toujours en fonction de la pente m de la droite

déterminée graphiquement et compte tenu de la valeur de la constante B_v , égale à 18,51 pour la molécule OH, la température T est donnée par :

$$T = - \frac{11,58}{m}.$$

Nous obtenons dans ces conditions, pour la photosphère et la tache

$$T_{\text{photosphère}} = 4800 \pm 200^\circ$$

$$T_{\text{tache}} = 3880 \pm 150^\circ.$$

Ce résultat est en bon accord avec les températures déduites pour la photosphère de la même molécule par ROACH (4640 $\pm$ 545°) et HUNAERTS (4 773 $\pm$ 104°).

Ces deux auteurs utilisent d'ailleurs des méthodes semblables : partant des intensités de ROWLAND ; ils les transforment en largeurs équivalentes en utilisant, le premier la calibration de ALLEN, le second la calibration de ROACH et PHILLIPS.

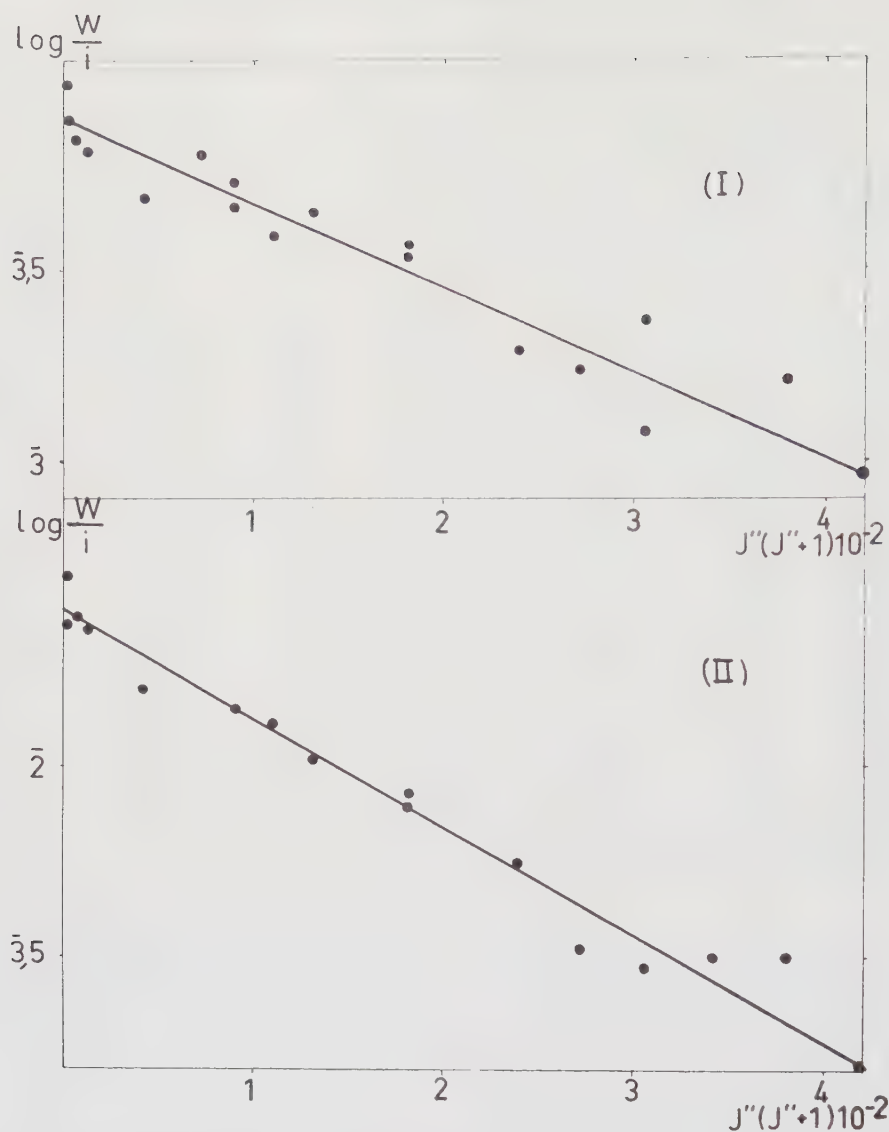


FIG. 6. — Molécule NH. Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la deuxième tache (II).

TABLEAU X

MOLÉCULE OH — MESURES RELATIVES A LA DEUXIÈME TACHE

RAIES	(DIEKE ET GROSSWHITE)	W(Å)	W'(Å)	log i	J''(J'' + 1)	log $\left(\frac{W}{i}\right)$	log $\left(\frac{W'}{i}\right)$	$\Delta(\log W)$	$\Delta(\log W')$
P ₂ (12)	3147,456	69,5.10 ⁻³	75,0.10 ⁻³	0,46	143,8	2,42	2,38	0,21	0,34
P ₁ (13)	3151,001	60,4 »	84,2 »	0,54	224,8	2,24	2,39	0,14	0,13
P ₁ (14)	3158,507	56,7 »	73,2 »	0,58	255,8	2,17	2,23	0,12	0,14
P ₁ (15)	3166,336	57,3 »	66,1 »	0,60	288,8	2,16	2,22	0,07	0,10
Q ₂ (18)	3139,166	63,4 »	79,2 »	0,95	323,8	3,85	3,95	0,23	0,23
Q ₂ (19)	3145,518	66,5 »	72,0 »	0,97	360,8	3,85	3,89	0,20	0,20
Q ₁ (19)	3143,011	66,6 »	74,5 »	0,99	399,8	3,83	3,88	0,23	0,10
Q ₁ (20)	3149,844	52,2 »	70,7 »	1,02	440,8	3,70	3,83	0,14	0,10
Q ₂ (22)	3167,168	46,2 »	44,1 »	1,04	483,8	3,62	3,60	0,13	0,12
Q ₁ (22)	3164,819	49,9 »	46,9 »	1,06	528,9	3,64	3,61	—	—

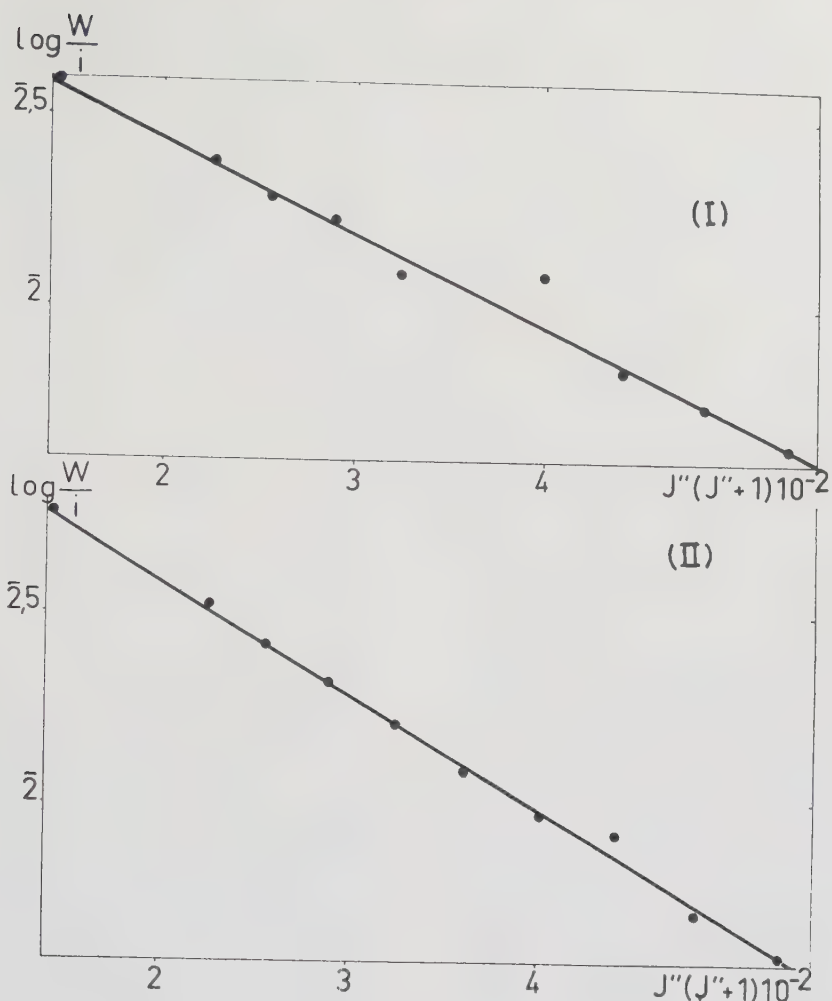


FIG. 7. — Molécule OH. Température de rotation dans la photosphère (I) et dans la deuxième tache (II).

IV. RÉSULTATS RÉCAPITULATIFS. CONCLUSION.

Résumons maintenant sous forme de tableau les résultats que nous avons obtenus pour « la tache » et la photosphère à partir des molécules OH, NH, CN, CH, C₂ et MgH. Nous supprimons la distinction faite jusqu'à présent entre les deux taches étudiées pour tenir compte du fait que les caractéristiques physiques de la première sont voisines de celles de la seconde et que, dans ces conditions, l'ensemble des résultats peut être considéré comme s'appliquant à cette dernière.

Nous indiquons également pour chaque molécule les profondeurs de formation correspondantes τ^* , que MINNAERT définit à l'aide de la largeur équivalente calculée W par la relation :

$$W = \int_0^\infty f(\tau) d\tau = 2 \int_0^{\tau^*} f(\tau) d\tau.$$

La détermination de ces profondeurs de forma-

tion ne pose aucun problème particulier : elle s'effectue très simplement par intégration graphique. Quant à l'expression théorique de la largeur équivalente, nous aurons à l'utiliser plusieurs fois dans la suite de ce travail et il est inutile de l'explicitier ici.

Il est à peine besoin de souligner que ces résultats demeurent entachés de nombreuses causes d'erreurs. Examinons brièvement les plus importantes d'entre elles. L'évaluation des largeurs équivalentes, en premier lieu, est généralement très délicate, par suite non seulement de l'existence fréquente de « blends », mais aussi parce qu'il est bien souvent difficile de situer correctement le fond continu sur un enregistrement : les écarts parfois notables qui apparaissent d'un auteur à l'autre ne sauraient par conséquent surprendre beaucoup. Il faut ajouter à cela des incertitudes pouvant pro-

TEMPÉRATURES DE ROTATION DANS LA TACHE ET LA PHOTOSPHERE

MOLÉCULES	TRANSITIONS	TÊTES DE BANDE	PHOTOSPHERE		TACHE	
			TEMPÉRATURES (°K)	τ^*	TEMPÉRATURES (°K)	τ^*
OH	$^2\Sigma \leftarrow ^2\Pi$	3064 Å	4800 $\pm$ 200 (4773 $\pm$ 104)	0,060	3880 $\pm$ 150	0,072
NH	$^3\Pi \leftarrow ^3\Sigma^-$	3300 Å	4640 $\pm$ 300 (4658 $\pm$ 234)	0,058	3600 $\pm$ 250	0,079
CN	$^2\Sigma^- \leftarrow ^2\Pi$	3883 Å	4720 $\pm$ 240 (4464 $\pm$ 117)	0,036	3900 $\pm$ 180	0,040
CH	$^2\Delta \leftarrow ^2\Sigma$	4315 Å	4488 $\pm$ 250 (4368 $\pm$ 193)	0,060	3850 $\pm$ 200	0,083
C ₃	$^3\Pi_g \leftarrow ^3\Pi_u$	5165 Å	4875 $\pm$ 250 (4871 $\pm$ 304)	0,040	3620 $\pm$ 250	0,045
MgH	$^2\Pi \leftarrow ^2\Sigma$	5211 Å	4640 $\pm$ 300	0,10	3730 $\pm$ 300	0,12

venir éventuellement du calcul des facteurs d'intensité. Ce dernier s'effectue aisément si le comportement des états électroniques envisagés à l'égard des divers cas possibles de Hund est nettement caractérisé. Il n'en est malheureusement pas toujours ainsi et les opinions sur la nature d'une telle appartenance sont quelquefois contradictoires.

Une critique plus générale peut être faite concernant la façon dont les observations ont été traitées. La méthode des raies faibles utilisées ne se justifiait pleinement que pour les molécules C₂ et MgH. Continuer à l'appliquer pour les autres molécules — au prix même d'une correction supplémentaire — pouvait apparaître peu satisfaisant. Les résultats

auxquels nous avons été conduit sont néanmoins en bon accord avec ceux que nous avons obtenus avec C₂ et MgH ; ils le sont également, pour la photosphère, avec ceux de HUNAERTS.

Ils semblent ainsi susceptibles, malgré toutes leurs imperfections, de compléter utilement ces derniers.

Ils pourraient, par ailleurs, être rapprochés dès maintenant des renseignements fournis par différents modèles déjà existants : nous pensons toutefois que cette comparaison se fera plus commodément à la lumière des informations complémentaires qu'apporteront sur ces modèles l'étude de la pression dans la tache et celle des abondances dans le soleil.

DEUXIÈME PARTIE

LA PRESSION DANS LA TACHE

INTRODUCTION

Dans la Première Partie de ce travail nous avons eu le souci d'associer l'étude de la photosphère et celle de la tache ; il était souhaitable d'avoir en effet, à partir d'observations communes, des informations aussi complètes que possible sur les températures de rotation.

Nous avons désiré poursuivre ces recherches dans la même voie, en essayant de tirer parti au mieux de la comparaison spectroscopique des deux milieux.

C'est dans cet esprit que, à partir des largeurs équivalentes de plusieurs raies de la molécule C₂, mesurées à la fois dans la tache et la photosphère, nous avons envisagé la question importante de la pression dans la tache.

La méthode que nous avons employée fait intervenir le rapport des largeurs équivalentes, de sorte qu'elle entraîne l'élimination de la force d'oscillateur relative à la transition électronique mise en jeu, et dont la valeur numérique est mal connue.

Elle a de plus l'avantage d'être simple ; toutefois sa simplicité, surtout formelle, ne doit pas trop faire illusion. En mettant à contribution non seulement la tache mais aussi la photosphère, elle ne pouvait manquer de susciter de nouvelles difficultés, pour lesquelles apparaîtraient nécessaires des développements supplémentaires. Mais, loin d'en souffrir, son intérêt s'en est trouvé certainement accru.

Nous avons choisi la molécule C_2 , parmi celles

que nous avons déjà étudiées, parce que ses raies, tout en demeurant faibles, sont suffisamment intenses pour qu'on puisse espérer que les mesures soient bonnes.

Aucun spectre, en dehors de ceux que nous posédions, n'était indispensable *a priori* pour aborder cette étude. Néanmoins nous avons été amené à effectuer plusieurs observations complémentaires dont la nécessité se justifiera en cours d'exposé.

I. ÉVALUATION DE LA PRESSION DANS LA TACHE.

Principe de la méthode utilisée.

La largeur équivalente W d'une raie faible est donnée par la formule :

$$W = C^{\text{ste}} \int_0^\infty \psi \frac{G}{\kappa} d\tau$$

dans laquelle

$$\psi = \frac{e^{-\frac{F''hc}{hT}} \cdot P(C_2)}{T^{3/2} P} \quad \text{et} \quad \kappa = k(\theta) \cdot P_e ;$$

$k(\theta)$ est le coefficient d'absorption de H^- par gramme d'hydrogène neutre et unité de pression électronique et G la fonction de poids.

Cette expression est celle donnée par MINNAERT [28], à ceci près qu'elle fait apparaître, non pas les abondances atomiques et la constante de dissociation k_{c_2} , mais la pression partielle de C_2 . On a en effet :

$$A_{C_2} = \frac{A_C \cdot A_C}{k_{C_2}} \cdot P(H) \simeq \frac{A_C A_C}{k_{C_2}} P = \frac{P(C_2)}{P}.$$

Le rapport de la largeur équivalente W dans la photosphère à la largeur équivalente W' dans la tache est assimilée à la valeur du rapport $(\psi/\kappa)/(\psi/\kappa)'$ pour $\tau = 0,04$, qui est la profondeur de formation estimée des raies de C_2 :

$$\frac{W}{W'} = \left[\frac{\psi/\kappa}{(\psi/\kappa)'} \right]_{\tau=0,04}.$$

Par suite

$$(1) \quad \begin{aligned} \log W - \log W' &= \log \frac{\psi}{P_e} \\ &\quad - \log \left(\frac{\psi}{P_e} \right)' = \log k + \log k'. \end{aligned}$$

D'autre part

$$(2) \quad \begin{aligned} \log \frac{\psi}{P_e} &= \log \frac{P(C_2)/P}{P_e} \\ &\quad - \frac{3}{2} \log T - \frac{0,625 Bv \cdot J(J+1)}{T}. \end{aligned}$$

Nous avons fait figurer la pression électronique aux deux membres de la relation (2) pour des raisons de commodité de calcul : la quantité P/P_e pratiquement indépendante de la pression, ne dépend que de $\theta = 5040/T$. Quant à $[P(C_2)/P]/P_e$, c'est une fonction de P et de θ en général, de θ seulement, en fait, pour la photosphère.

Cela étant, l'équation (2), écrite pour la photosphère, et dans laquelle le second membre est connu, permet le calcul de ψ/P_e ; ensuite, l'équation (1) celui de $(\psi/P_e)'$. L'équation (2) reprise alors pour la tache donne la valeur $\left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]'$ à partir de laquelle on déduit la pression dans la tache.

Remarque. En faisant le rapport des largeurs équivalentes nous avons admis implicitement que la fonction de poids était la même pour la tache et la photosphère. Il est aisé de vérifier cette propriété, qui sera utilisée d'ailleurs pour d'autres régions spectrales. La fonction G s'écrit :

$$(3) \quad G(\tau, \mu) = \frac{1}{\mu I(0, \mu)} \int_\tau^\infty [B(t) - B(\tau)] e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu},$$

où

$$I(0, \mu) = \frac{1}{\mu} \int_0^\infty B(t) e^{-t/\mu} dt.$$

(Dans notre cas on peut faire $\mu = \cos \theta = 1$). Nous avons calculé l'expression $\log [10^{-14} B_\lambda(\tau)]$ pour les régions $\lambda\lambda$ 3100 — 3800 — 4000 — 5000, et dans le cas des modèles de MICHARD.

Pour chaque domaine spectral considéré les courbes de $\log [10^{-14} B_\lambda(\tau)]$ en fonction de τ , relatives d'une part à la tache, d'autre part à la photosphère, se déduisent sensiblement l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des ordonnées : $[B_\lambda(\tau)]_{\text{tache}}$ est donc proportionnel à $[B_\lambda(\tau)]_{\text{photosphère}}$. On en déduit, en raison même de leur forme analytique, que les fonctions de poids, une fois calculées pour la photosphère, peuvent être appliquées telles quelles à la tache.

Calcul de $[P(C_2)/P]/P_e$.

Cette quantité sert en quelque sorte de charnière dans le raisonnement ci-dessus. Elle a été calculée à l'aide des Tables de dissociations publiées par C. DE JAGER et L. NEVEN [22], en adoptant le système d'abondances I^a de ces auteurs :

$\log N_H$	$\log N_C$	$\log N_N$	$\log N_O$
0,0	— 3,4	— 3,4	— 3,0

Par suite de la grande incertitude avec laquelle le potentiel de dissociation de C_2 est connu, il avait été prévu pour ce dernier deux valeurs dans le travail qui vient d'être mentionné : 6,7 et 4,35 eV ; nous avons pris $D_0^0(C_2) = 6,7$ eV.

On obtient ainsi du reste, plus précisément, $P(C_2)/P$; P/P_e étant fourni par une Table d'ionisation.

Nous avons tracé deux réseaux de courbes ; l'un est constitué par des courbes « iso-log P », avec θ comme variable (fig. 8) ; l'autre par des courbes

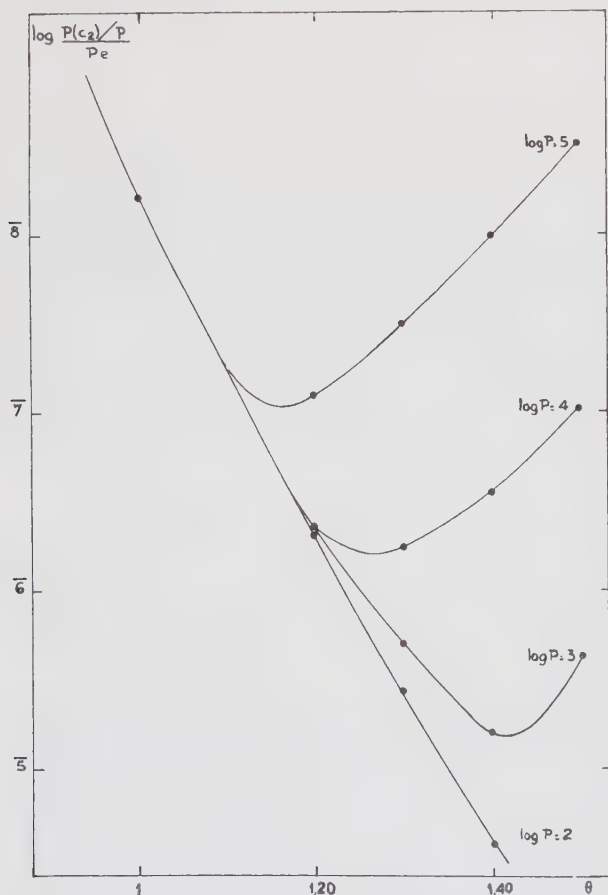


FIG. 8. — Courbes « iso-log p ».
En abscisses θ ; en ordonnées $\log \frac{P(C_2)/P}{P_e}$
[$D(C_2) = 6,7$ eV].

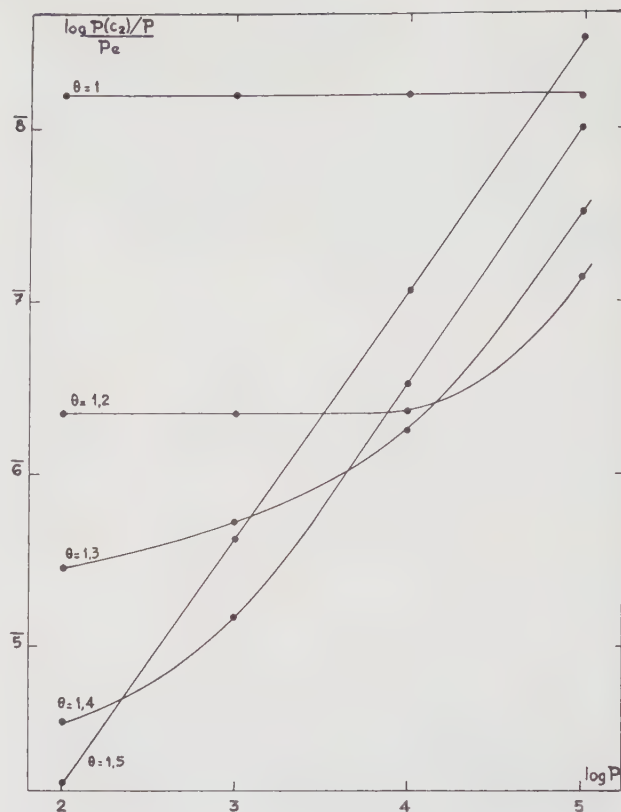


FIG. 9. — Courbes « iso- θ ».
En abscisses : $\log p$; en ordonnées $\log \frac{P(C_2)/P}{P_e}$
[$D(C_2) = 6,7$ eV].

« iso- θ », où la variable est $\log P$ (fig. 9). Le premier de ces réseaux se prête à une lecture facile quand on détermine, au moyen de l'équation (2), la quantité ψ/P_e ; le second est mieux adapté quand on désire passer de la valeur de $\left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]'$ à celle de P' .

Résultat.

Nous avons retenu, pour déterminer la pression dans la tache, dix raies de la molécule C_2 .

A la profondeur optique $\tau = 0,04$, les températures pour les modèles de MICHARD sont

$$\begin{aligned} T &= 4690^\circ & \text{et} & \quad \theta = 1,07 \\ T' &= 3830^\circ & \text{et} & \quad \theta' = 1,315. \end{aligned}$$

Rassemblons dans un tableau les valeurs numériques obtenues au cours des diverses étapes, en posant, pour simplifier l'écriture

$$\frac{\varphi}{T} = - \frac{0,625 B J(J+1)}{T} ;$$

il est utile de le faire, au moins pour ces calculs préliminaires, pour montrer que nos résultats demeu-

rent cohérents pour l'ensemble des raies, bien que celles-ci couvrent une gamme de J assez étendue.

L'ordre des calculs se retrouve dans celui des colonnes successives. Une fois déterminée la moyenne de $\log \left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]$, il suffit de se reporter au réseau de courbes « iso- θ » pour lire la valeur de $\log P'$ sur la courbe interpolée correspondant à $\theta' = 1,315$. On trouve dans le cas présent : $\log P' \simeq 4,25$. Pour la même profondeur optique MICHARD donne : $\log P' = 3,90$.

La tache est certainement plus mal connue que la photosphère. L'incertitude sur sa température ne risque-t-elle pas d'entraîner une erreur importante sur le résultat ? Nous avons :

$$\begin{aligned} \Delta \log \left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]' &= \Delta \log \left(\frac{\psi}{P_e} \right)' \\ &+ 0,65 \frac{\Delta T'}{T'} - 0,625 B J(J+1) \frac{\Delta T'}{T'^2} \\ &= 0,43 \frac{\Delta k'}{k'} + 0,65 \frac{\Delta T'}{T'} - 0,625 B J(J+1) \frac{\Delta T'}{T'^2}. \end{aligned}$$

TABLEAU XI

DÉTERMINATION DE LA PRESSION DANS LA TACHE
A PARTIR DE RAIES DE LA MOLÉCULE C_2

	φ/T	$\log \frac{P(C_2)/P}{P_e}$	$\log \frac{\psi}{P_e}$	$\log W - \log W'$	$\log \left(\frac{\psi}{P_e} \right)'$	$(\varphi/T)'$	$\log \left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]'$
R_3 (13)	— 0,010	— 7,55	— 13,067	— 0,334	— 11,894	— 0,012	— 6,507
R_1 (14)	— 0,015	»	— 13,072	— 0,326	— 11,907	— 0,018	— 6,514
R_2 (17)	— 0,034	»	— 13,091	— 0,322	— 11,930	— 0,042	— 6,513
R_1 (25)	— 0,107	»	— 13,164	— 0,332	— 11,993	— 0,131	— 6,487
R_1 (28)	— 0,141	»	— 13,198	— 0,246	— 12,113	— 0,173	— 6,565
R_1 (33)	— 0,206	»	— 13,263	— 0,220	— 12,204	— 0,252	— 6,577
R_1 (36)	— 0,250	»	— 13,307	— 0,236	— 12,232	— 0,306	— 6,551
R_1 (41)	— 0,333	»	— 13,390	— 0,170	— 12,381	— 0,408	— 6,598
R_1 (44)	— 0,388	»	— 13,445	— 0,207	— 12,399	— 0,475	— 6,549
P_1 (52)	— 0,576	»	— 13,633	— 0,064	— 12,730	— 0,707	— 6,448

Passant de $\theta' = 1,3$ à $\theta' = 1,4$, on obtient ainsi, pour $J(J+1) = 1000$

$$\Delta \log \left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]' \simeq 0,13.$$

Il s'en suit que la température de la tache influe relativement peu. Malheureusement, comme nous le verrons, il n'en est pas ainsi pour la photosphère.

Généralisation de ce résultat.

Le résultat précédent est valable pour des températures déterminées de la tache et de la photosphère à la profondeur optique $\tau = 0,04$, ou, ce qui revient au même, pour un certain couple de valeurs de θ et $\Delta\theta$, si l'on représente par $\Delta\theta$ la différence $\theta' - \theta$.

Nous l'avons généralisé en reprenant un calcul identique pour trois valeurs de $\Delta\theta$: 0,25 — 0,30 et 0,35, pour chacune desquelles nous avons considéré cinq valeurs de θ : 0,95 — 1 — 1,05 — 1,10 et 1,15. Nous avons toutefois opéré de façon un peu différente et cherché à simplifier la marche des

calculs en utilisant la relation suivante, déduite sans difficulté des équations (1) et (2).

$$\begin{aligned} \log \left[\frac{P(C_2)/P}{P_e} \right]' &= \log \frac{P(C_2)/P}{P_e} + \frac{2}{3} \log \frac{T'}{T} \\ &- (\log W - \log W') + \frac{0,625 B_r J(J+1) \Delta\theta}{5040} \\ &+ \log \frac{k'}{k}. \end{aligned}$$

L'ensemble des résultats auxquels nous sommes ainsi parvenu, est résumé dans le tableau suivant :

TABLEAU XII

LA PRESSION DANS LA TACHE
POUR TROIS VALEURS DE $\Delta\theta$

	θ	0,95	1	1,05	1,10	1,15
$\log p'$	$\Delta\theta = 0,25$	5,54	5,02	4,44	3,95	3,40
	$\Delta\theta = 0,30$	5,36	4,80	4,28	3,76	3,20
	$\Delta\theta = 0,35$	5,22	4,62	4,10	3,49	3

Si maintenant nous prenons les températures que nous avons obtenues avec la molécule C_2 , soit $\theta = 1,034$ et $\Delta\theta = 0,36$, nous lisons sur le graphique fournissant la pression dans la tache une valeur $\log P'$ sensiblement égale à celle trouvée

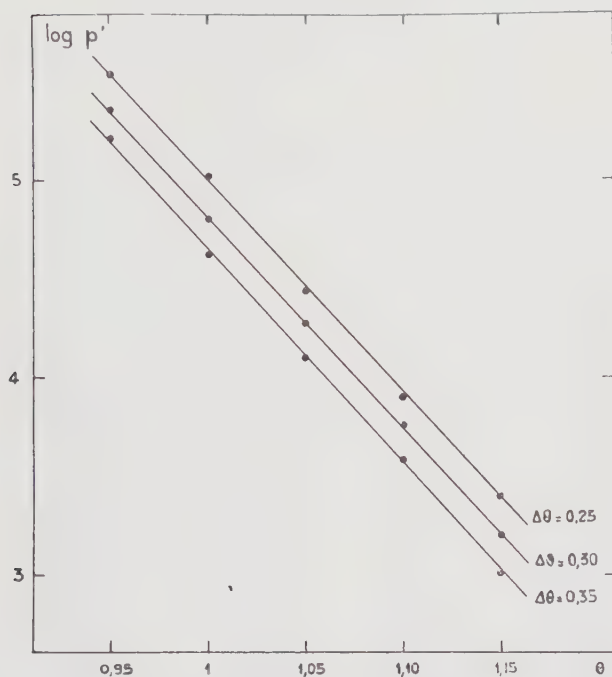


FIG. 10. — Pression dans la tache.
Les courbes sont des « iso- $\Delta\theta$ ». En abscisses : θ ;
en ordonnées : $\log p'$.

II. ESSAIS POUR PRÉCISER LA LOI DE TEMPÉRATURE PHOTOSPHÉRIQUE.

Si l'on ne considère plus seulement le centre du disque solaire, la largeur équivalente d'une raie fait intervenir le cosinus μ de l'angle du rayon de visée et de la normale à la surface du soleil ; elle peut s'écrire, d'une façon générale :

$$W(\mu) = C^{\text{ste}} \int_0^\infty A(T) G(\tau, \mu) d\tau,$$

T étant la température.

Du fait de la présence sous le signe $\int$ de la fonction $A(T)$ il est indispensable pour pouvoir effectuer l'intégration de connaître la relation $T(\tau)$. Celle-ci est fournie par un modèle photosphérique.

Il faut également avoir recours à un modèle pour le calcul de la fonction de poids. Dans l'expression de cette dernière, donnée au chapitre précédent, figure en effet la fonction source B qui dépend elle-même de la température.

Inversement, un modèle ayant été choisi, il est possible d'étudier la variation centre-bord des

précédemment, c'est-à-dire 4,25 ; coïncidence sans doute assez curieuse !

CONCLUSION.

Rappelons d'abord que s'il a été possible d'écarter l'incertitude liée à l'insuffisance de notre connaissance de la force d'oscillateur, nous n'avons pu cependant nous affranchir des hypothèses initiales concernant le système des abondances adopté et le choix du potentiel de dissociation de C_2 .

D'autre part, en généralisant comme il vient d'être fait le résultat que nous avions en vue, nous avons surtout souligné la complexité du problème de la détermination de la pression dans la tache.

Le seul aspect du diagramme montre que si la pression dans la tache ne dépend pas très fortement, comme nous l'avons d'ailleurs montré, de la température de la tache, elle est bien davantage sensible, en raison même de la pente des courbes « iso- $\Delta\theta$ », à une variation éventuelle de la température admise pour la photosphère. Il s'agit là d'une circonstance qu'il est certes intéressant de mettre en évidence, mais qui traduit aussi un défaut certain de la méthode suivie !

C'est cette dépendance étroite de la pression dans la tache vis-à-vis de la loi de température photosphérique qui a fait apparaître la nécessité d'essayer de préciser cette dernière.

A cet effet nous avons étudié la variation centre-bord de plusieurs raies de MgH et de C_2 .

largeurs équivalentes et de construire la courbe d'assombrissement donnant en fonction de μ la valeur du rapport $W(\mu)/W(1)$.

Une courbe analogue peut d'ailleurs être tracée à l'aide des largeurs équivalentes observées.

La comparaison des deux courbes, théorique et observée, apparaît ainsi comme un moyen de tester le modèle utilisé.

A. Variation centre-bord des raies de MgH .

1. Variation centre-bord théorique.

Calcul de $A(T)$. RUSSELL donne à propos de la constante de dissociation k_{ab} la relation semi-empirique.

$$\log k_{ab} = A + \frac{1}{2} \log T - \frac{B}{T},$$

ainsi que les valeurs numériques des constantes correspondantes pour les molécules les plus importantes [38].

Dans le cas de MgH elle permet d'écrire

$$W = C^{\text{ste}} \frac{A_{Mg} \cdot A_H}{10^A} \int_0^\infty \frac{\Phi}{k'} \frac{G(\tau, \mu)}{P_e/Pk(\theta)} d\tau,$$

en posant

$$k_{MgH} = 10^A k' \quad \text{et} \quad \Phi = e^{-\frac{F''hc}{kT}}.$$

De plus $B = 7500$ et $B_v = 5,7 \text{ cm}^{-1}$; $J(J+1)$ a été pris égal à 540, qui est la valeur moyenne relative aux raies sur lesquelles les observations ont porté.

Par suite

$$\log \left(\frac{\Phi}{k'} \right) = \frac{5576}{T} - 2 \log T.$$

P/P_e pouvant être considéré dans le domaine de pression qui nous intéresse comme fonction de T seulement, la fonction $A(T)$ n'est autre que

$$\frac{\Phi}{k'} \frac{P}{P_e k(\theta)};$$

nous en avons obtenu les valeurs suivantes :

TABLEAU XIII

FONCTION $A(T)$ POUR LA MOLÉCULE MgH

$10^2 \cdot A(T)$	23,71	16,90	13,52	12,00	8,32	4,46	3,00	2,17	1,56	0,82	0,45
T	4270	4510	4750	5000	5340	5780	6030	6250	6440	6800	7100

La loi $T(\tau)$ a été empruntée à quatre modèles : celui de MINNAERT, associé pour les couches chromosphériques au modèle de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS [2], ceux de MICHARD [27], VITENSE [44] et PAGEL [33].

Calcul de G .

La fonction de poids G , qui dépend de λ par l'intermédiaire de la fonction source, a été calculée pour le domaine $\lambda = 5000$; elle ne l'a d'ailleurs été entièrement que pour le modèle de MICHARD; pour les autres modèles nous nous sommes contenté d'apporter à ce dernier des corrections pour les régions superficielles, c'est-à-dire pour les $\tau \leq 0,2$.

G , ainsi que la fonction source B , peuvent être développés en série de MAC-LAURIN au voisinage de $\tau = 0$:

$$G(\tau, \mu) = G(0, \mu) + \tau \left(\frac{\partial G}{\partial \tau} \right)_0 + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} \right)_0 + \dots$$

$$B(\tau) = B(0) + \tau \left(\frac{dB}{d\tau} \right)_0 + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{d^2 B}{d\tau^2} \right)_0 + \dots$$

Si l'on se reporte à l'expression (3) de G , on voit d'autre part que

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} = - \frac{1}{\mu I(0, \mu)} \frac{dB}{d\tau} e^{-\tau/\mu}$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} &= - \frac{1}{\mu I(0, \mu)} \left(\frac{d^2 B}{d\tau^2} e^{-\tau/\mu} - \frac{1}{\mu} \frac{dB}{d\tau} e^{-\tau/\mu} \right) \\ &= \frac{e^{-\tau/\mu}}{\mu I(0, \mu)} \left(\frac{1}{\mu} \frac{dB}{d\tau} - \frac{d^2 B}{d\tau^2} \right). \end{aligned}$$

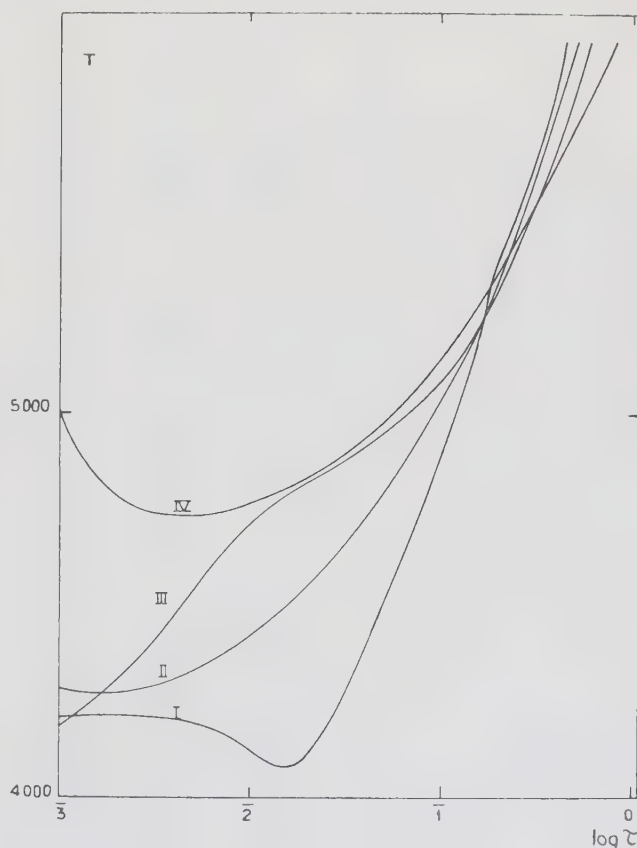


FIG. 11. — Lois de températures utilisées.

- I Modèle de PAGEL.
- II Modèle de MICHARD.
- III Modèle de VITENSE.
- IV Modèle déduit du modèle de MINNAERT et de celui de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS.

TABLEAU XIV

FONCTIONS DE POIDS RELATIVES AUX QUATRE MODÈLES ÉTUDIÉS

Modèle de Michard											
μ/τ	0,001	0,02	0,05	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,5	2
1	0,886	0,756	0,700	0,636	0,535	0,386	0,302	0,238	0,185	0,106	0,064
0,7	1,226	1,081	0,967	0,862	0,677	0,433	0,310	0,216	0,155	0,068	0,034
0,4	2,014	1,796	1,532	1,266	0,898	0,438	0,244	0,142	0,079	0,022	0,005
0,3	2,611	2,113	1,781	1,399	0,884	0,359	0,177	0,089	0,033	0,004	0,001
0,2	3,579	2,976	2,367	1,687	0,856	0,255	0,098	0,036	0,012	0,001	—
0,1	6,337	4,158	2,176	1,382	0,337	0,035	0,003	0,001	—	—	—
Modèle de Vitense											
μ/τ	0,001	0,003	0,01	0,02	0,05	0,1	0,2				
1	0,903	0,865	0,793	0,750	0,680	0,600	0,510				
0,7	1,256	1,190	1,063	0,980	0,880	0,783	0,632				
0,4	2,087	1,927	1,631	1,550	1,370	1,145	0,820				
0,3	2,719	2,482	2,047	1,800	1,500	1,200	0,760				
0,2	3,809	3,351	2,533	2,300	1,800	1,260	0,690				
0,1	6,439	5,314	3,450	3,008	1,880	1,222	0,329				
Modèle de Pagel											
μ/τ	0,001	0,003	0,01	0,02	0,05	0,1	0,2				
1	0,898	0,900	0,914	0,915	0,842	0,736	0,535				
0,7	1,247	1,250	1,275	1,277	1,140	0,962	0,677				
0,4	2,060	2,067	2,127	2,132	1,827	1,381	0,898				
0,3	2,688	2,700	2,788	2,796	2,333	1,670	0,884				
0,2	3,750	3,777	3,943	3,958	3,062	1,780	0,861				
0,1	6,693	6,748	7,205	7,248	4,870	1,480	0,335				
Modèle de Athay, Menzel, Pecker, R. N. Thomas											
μ/τ	0,001	0,003	0,01	0,02	0,05	0,1	0,2				
1	0,700	0,781	0,800	0,750	0,675	0,600	0,510				
0,7	0,897	1,041	1,030	0,980	0,890	0,783	0,632				
0,4	1,226	1,570	1,615	1,550	1,400	1,145	0,820				
0,3	1,439	1,951	1,930	1,800	1,560	1,200	0,760				
0,2	1,330	2,321	2,390	2,300	1,880	1,260	0,690				
0,1	0,259	2,593	2,990	2,848	2,136	1,157	0,312				

On en déduit

$$G(\tau, \mu) = \frac{1}{\mu I(0, \mu)} \left\{ I(0, \mu) - B(0) - \tau \left(\frac{dB}{d\tau} \right)_0 + \frac{\tau^2}{2} \left[\frac{1}{\mu} \left(\frac{dB}{d\tau} \right)_0 - \left(\frac{d^2 B}{d\tau^2} \right)_0 \right] \right\}$$

$$= \frac{1}{\mu I(0, \mu)} \left[I(0, \mu) - B(\tau) + \frac{\tau^2}{2\mu} \left(\frac{dB}{d\tau} \right)_0 \dots \right].$$

C'est la relation que nous avons utilisée pour adapter aux trois autres modèles la fonction de poids calculée pour le modèle de MICHARD.

Nous reproduisons, en raison de leur importance, les fonctions de poids relatives aux quatre modèles.

Résultats. — Quand on possède les fonctions $A[T(\tau)]$ et $G(\tau, \mu)$ il reste à déterminer $W(\mu)$ pour chaque modèle, par intégration graphique.

Signalons à ce sujet que les très nombreuses intégrations graphiques qu'il est nécessaire d'effectuer, aussi bien pour le calcul des fonctions de poids que pour celui de $W(\mu)$, se simplifient beaucoup en faisant le changement de variable $d\tau = \tau d(\text{Log } \tau)$, qui conduit à des courbes plus facilement intégrables.

Les W que nous obtenons ne sont évidemment déterminés qu'à une constante multiplicative près, qu'il est du reste inutile de préciser puisque seuls nous intéressent les rapports $W(\mu)/W(1)$.

TABLEAU XV

FONCTION $W(\mu)/W(1)$ POUR LES QUATRE MODÈLES

MODÈLES/ μ	1	0,7	0,4	0,3	0,2	0,1
I	1	1,25	1,73	1,98	2,37	3,09
II	1	1,22	1,58	1,75	1,98	1,90
III	1	1,23	1,52	1,59	1,60	1,60
IV	1	1,22	1,52	1,55	1,52	1,34

Les lignes I, II, III et IV concernent respectivement les modèles de PAGEL, MICHARD, VITENSE et le modèle de ATHAY, MENZEL, PECKER et R. N. THOMAS.

2. Variation centre-bord observée.

Les observations. L'étude de l'assombrissement a nécessité évidemment de nouvelles observations.

Les spectres ont été pris cette fois-ci encore au spectrographe de 9 m, dans le 5^e ordre, sur film « Microfile » et, puisqu'il s'agit de la région voisine de $\lambda = 5000$, au moyen du dispositif optique employé pour la première série de spectres et dans lequel un objectif recevait le faisceau lumineux provenant du coelostat.

Au lieu de placer dans le plan focal du spectrographe un châssis porte-film ordinaire, nous avons utilisé une chambre munie de deux bobines qui permettait de faire sans difficulté plusieurs poses successives.

Grâce à des déplacements répétés de l'image solaire perpendiculaire à la direction de la fente, nous avons réalisé une suite de spectres dont les positions le long d'un rayon avaient été soigneusement repérées par rapport au bord.

Les spectres du bord ont été obtenus en amenant l'image dans une position telle que la fente délimite un segment de cercle aussi petit que possible. Ce sont ceux qui ont exigé le plus de précautions car, pour qu'ils puissent présenter un bord solaire net, il fallait que l'image soit bonne et demeure suffisamment fixe dans le plan de la fente. De nombreux essais ont été indispensables pour parvenir à des résultats à peu près satisfaisants.

Les spectres suivants ont été faits, l'ouverture de la fente étant de 20μ :

— centre du disque	— pose : 10 secondes
— 24 mm du bord	— » » »
— 12 mm »	— » » »
— 6 mm »	— » » »
— 2,5 mm »	— » » »
— bord	— pose : 20 secondes.

En outre, un spectre supplémentaire avec échelon photométrique a été pris au centre du disque, avec un temps de pose de 10 s et une ouverture de fente double de celle indiquée ci-dessus.

Nous avons utilisé à nouveau le microphotomètre de « Moll ». L'emplacement sur le film des enregistrements parallèles à la dispersion a dû être noté avec un soin tout particulier. Pour les spectres du bord, nous nous sommes aidé, pour mieux situer ces coupes longitudinales, d'un enregistrement auxiliaire transversal.

Réduction des observations.

Six raies de la molécule MgH ont été considérées ; toutes ont des intensités voisines et correspondent, exception faite pour l'une d'elles, à des nombres quantiques K assez proches.

Nous avons d'abord mesuré les largeurs équivalentes en admettant que ces raies présentaient un profil de Gauss ; puis, à titre de contrôle, nous les avons planimétrées. Les deux méthodes ont conduit à des résultats dont les écarts restaient certainement compris à l'intérieur des erreurs de mesure.

Dans le tableau qui suit, figure, dans la première colonne, $W(1)$; ensuite seules ont été données les valeurs de $W(\mu)/W(1)$.

TABLEAU XVI

MOLECULE MgH — FONCTION $W(\mu)W(1)$ OBSERVÉE

RAIES	λ	$W(1)$ (Å)	$W(0,78)/W(1)$	$W(0,60)/W(1)$	$W(0,42)/W(1)$	$W(0,27)/W(1)$	$W(0,13)/W(1)$
R_2 (6)	5158,603	$8,4 \cdot 10^{-3}$	1,10	1,24	1,68	1,49	1,46
Q_2 (26)	5120,900	7,6 »	1,21	1,29	1,37	1,62	1,50
Q_1 (17)	5156,986	7,2 »	1,26	1,30	1,44	1,84	1,44
Q_2 (19)	5149,804	9,5 »	1,18	1,32	1,54	1,68	1,75
Q_1 (22)	5138,700	7,9 »	1,21	1,24	1,32	1,48	1,46
Q_1 (25)	5125,850	7,2 »	1,18	1,28	1,33	1,38	1,21
Moyennes			1,19	1,28	1,45	1,58	1,47

Ces mesures ont une grande dispersion, notamment près du bord où la qualité des spectres est nécessairement moins bonne ; cela n'est pas surprenant puisqu'elles concernent des raies faibles.

Néanmoins, reportées sur un diagramme pour que leur interprétation en soit facilitée, elles paraissent indiquer assez bien l'allure générale de la variation centre-bord des largeurs équivalentes des raies de MgH étudiées.

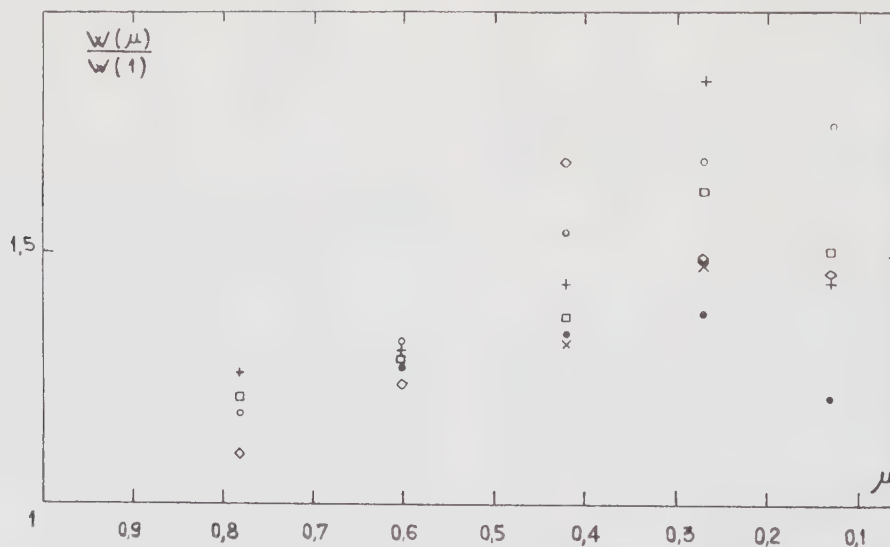


FIG. 12. — Molécule MgH. Variation centre-bord observée. En abscisses : μ ; en ordonnées : $W(\mu)/W(1)$.
 ♦ Raie $R_2(6)$; □ Raie $Q_2(26)$; + Raie $Q_1(17)$; ○ Raie $Q_2(19)$; × Raie $Q_1(22)$; ● Raie $Q_1(25)$.

3. Comparaison des résultats théoriques et observés.

Une première remarque s'impose en ce qui concerne l'assombrissement théorique : il varie très vite quand on passe d'un modèle à l'autre. Il faut sans doute voir l'origine de cette circonstance frappante dans le fait que la température influe non seulement sur la fonction $A(T)$, mais encore sur les fonctions de poids. Si ces dernières n'accusent pas de différences sensibles pour le centre du disque

solaire, elles s'écartent au contraire beaucoup les unes des autres pour les faibles valeurs de μ .

En rapprochant d'autre part les courbes qui traduisent les lois $T(\tau)$ de celles qui montrent l'assombrissement théorique — et que nous donnons également — on constate une progression régulière pour les quatre modèles : les courbes d'assombrissement se rapprochent d'autant plus de l'axe des abscisses quand μ diminue que la température du modèle est plus élevée dans les régions superficielles (fig. 13).

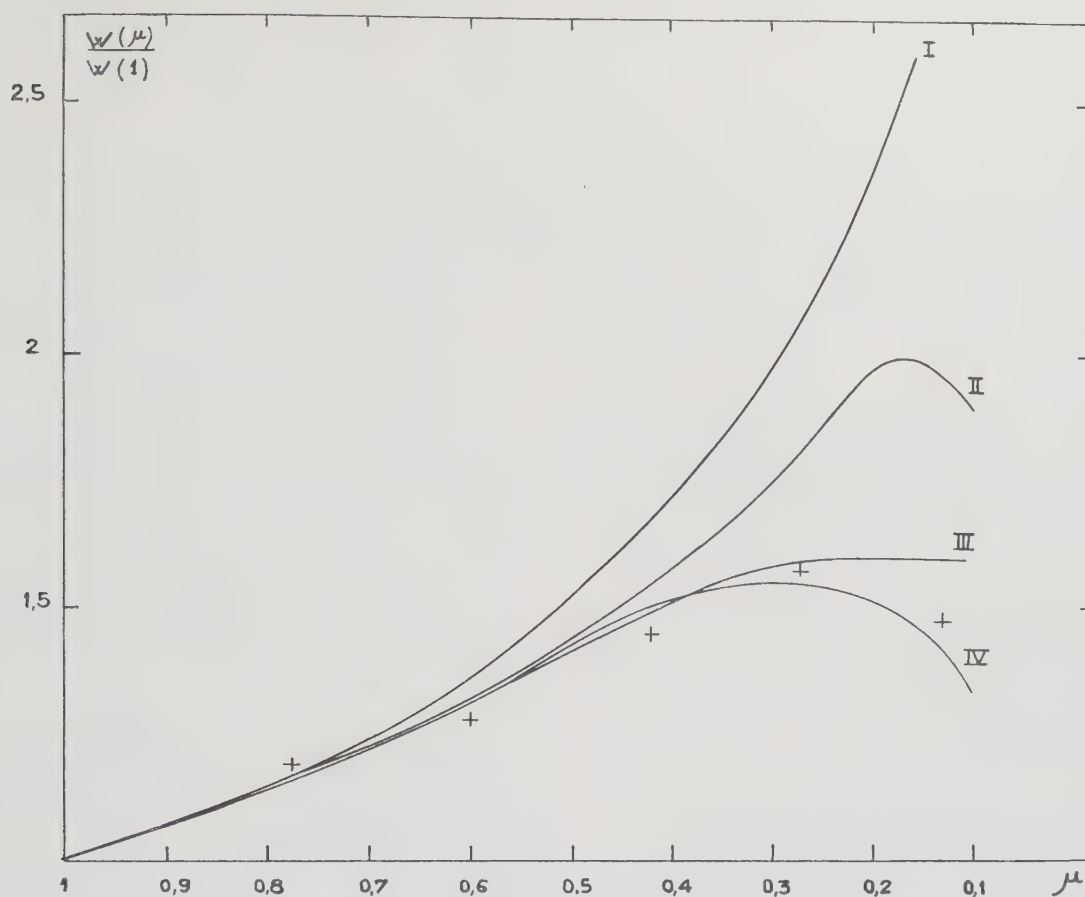


FIG. 13. — Molécule MgH . Variation centre-bord. — I Modèle de PAGEL. — II Modèle de MICHARD. — III Modèle de VITENSE. — IV Modèle déduit du modèle de MINNAERT et de celui de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS. (— Les croix indiquent la variation centre-bord observée.)

Si l'on compare maintenant à ces courbes calculées l'assombrissement observé il semble que les modèles « chauds » soient les plus satisfaisants. Dans le cas particulier de MgH , le modèle de ATHAY, MENZEL, PECKER et R. N. THOMAS rend assez bien compte des observations.

B. Variation centre-bord des raies de C_2 .

Il n'était pas dépourvu d'intérêt, et bien que cela n'aille pas sans présenter quelques risques, de chercher à savoir comment se comporte l'assombrissement observé d'une molécule autre que MgH , vis-à-vis des assombrissements théoriques prévus par divers modèles.

La molécule C_2 se trouvant dans le même domaine spectral que MgH , nous avons refait cette étude à son sujet.

Pour tenir compte cependant des résultats obtenus, les quatre modèles n'ont pas été considérés à nouveau, mais seulement ceux pour lesquels les courbes d'assombrissement de MgH se rapprochent

le plus de la courbe observée, c'est-à-dire les modèles numérotés précédemment III et IV.

1. Variation centre-bord théorique.

Calcul de $A(T)$. — Afin de profiter des Tables de dissociation de C. DE JAGER et L. NEVEN, nous avons repris, en ce qui concerne la largeur équivalente, la forme utilisée lors de l'évaluation de la pression dans la tache et dans laquelle la pression partielle de C_2 est conservée ; de sorte que, Φ gardant toujours la même signification,

$$A(T) = \frac{\Phi}{k(\theta)} \frac{P(C_2)/P_e}{P_e}.$$

Actuellement $B_v = 1,63 \text{ cm}^{-1}$; en prenant pour $J(J+1)$ la valeur moyenne 900, il vient :

$$\log \Phi = -\frac{920}{T} - \frac{3}{2} \log T.$$

Le potentiel de dissociation de C_2 étant d'autre part supposé égal à 6,7 eV, on trouve alors pour la fonction $A(T)$:

TABLEAU XVII

FONCTION $A(T)$ POUR LA MOLÉCULE C_2 ; $[D_0^0(C_2) = 6,7 \text{ eV}]$

$A(T)$	5829	2840	847	311	52	10	5,6	3,1	1,9	0,9	0,3
T	4270	4510	4750	5000	5340	5780	6030	6250	6440	6800	7100

Fonction G.

Puisque les fonctions de poids dépendent essentiellement du modèle, leur calcul n'avait pas à être recommencé à l'occasion de l'assombrissement de C_2 ; celui de $W(\mu)$ en a été simplifié d'autant.

Résultats.

Pour les deux modèles étudiés les valeurs de cette dernière fonction sont les suivantes (ou mieux celles de $W(\mu)/W(1)$, puisque les largeurs équivalentes ont toujours été calculées à une constante multiplicative près).

TABLEAU XVIII

MOLÉCULE C_2 — FONCTION $W(\mu)/W(1)$
POUR LES MODÈLES III ET IV ; $[D_0^0(C_2) = 6,7 \text{ eV}]$

MODÈLES / μ	1	0,7	0,4	0,3	0,2	0,1
III	1	,124	1,97	2,36	2,84	3,80
IV	1	1,24	1,83	2,08	2,39	2,55

2. Variation centre-bord observée.

Cette seconde partie de l'étude de l'assombrissement de C_2 a porté sur cinq raies, choisies parmi celles qui ne sont pas trop perturbées par les « blends » et dont la mesure ne présente par conséquent pas de difficultés particulières.

Les largeurs équivalentes ont toutes été évaluées en planimétrant les raies ; pour chacune de celles-ci la variation centre-bord est donnée dans le tableau XIX.

Bien que les raies de C_2 soient relativement assez intenses, on voit que la dispersion des rapports précédents demeure presque aussi grande que celle obtenue pour MgH , ce qui confirme bien la difficulté de telles mesures.

Malgré cette imprécision, l'ensemble des raies définit de façon satisfaisante la variation centre-bord.

Parmi les raies étudiées deux d'entre elles sont des doublets non résolus ; le degré de précision des résultats ne permet pas d'affirmer que leur assombrissement ait un comportement singulier.

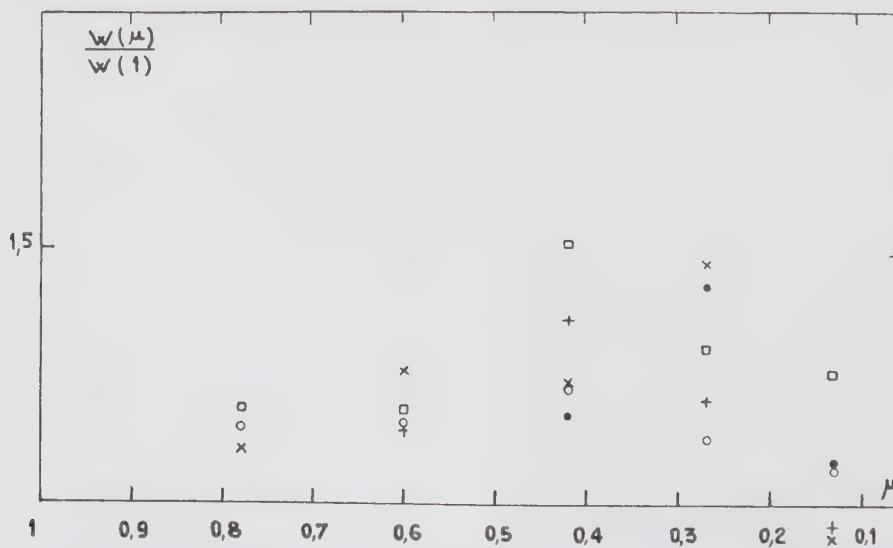
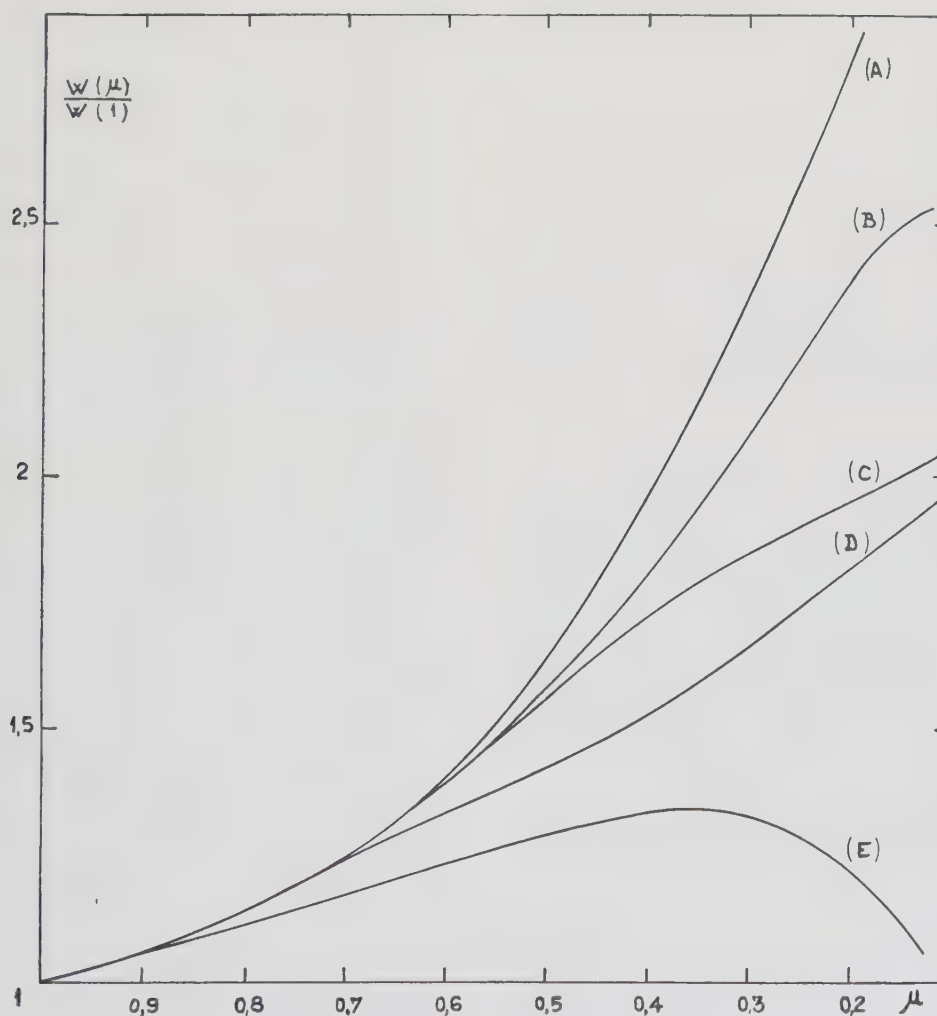


Fig. 14. — Molécule C_2 . Variation centre-bord observée. En abscisses : μ ; en ordonnées : $W(\mu)/W(1)$.
● Raie $P_1(31)$; × Raie $R_1(19)$; + Raie $P_1(33)$; ○ Raie $P_{23}(39)$; □ Raie $P_{23}(32)$

TABLEAU XIX

MOLECULE C_2 — FONCTION $W(\mu)/W(1)$ OBSERVÉE

RAIES	λ	$W(1)$ (Å)	$W(0,78)/W(1)$	$W(0,60)/W(1)$	$W(0,42)/W(1)$	$W(0,27)/W(1)$	$W(0,13)/W(1)$
P_1 (31)	5156,644	$30,0 \cdot 10^{-3}$	1,11	1,16	1,18	1,43	1,08
R_1 (19)	5132,672	22,5 »	1,11	1,27	1,24	1,48	0,94
P_1 (33)	5154,422	23,9 »	1,19	1,15	1,37	1,21	0,96
P_{23} (39)	5146,116	13,3 »	1,15	1,16	1,23	1,13	1,07
P_{23} (32)	5155,534	10,3 »	1,19	1,19	1,52	1,31	1,26
<i>Moyennes</i>			1,15	1,19	1,31	1,31	1,06

FIG. 15. — Molecule C_2 . Variation centre-bord.

- A Modèle de VITENSE..... $[D(C_2) = 6,7 \text{ eV}]$
 B Modèle déduit du modèle de MINNAERT et de celui de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS..... $[D(C_2) = 6,7 \text{ eV}]$
 C Modèle déduit du modèle de MINNAERT et de celui de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS..... $[D(C_2) = 4,35 \text{ eV}]$
 D Modèle à trois températures de BÖHM..... $[D(C_2) = 4,35 \text{ eV}]$
 E Courbe observée.

3. Comparaison des résultats théoriques et observés.

Les courbes d'assombrissement que nous reproduisons pour faciliter cette comparaison soulignent un profond désaccord entre les assombrissements théoriques et observés. La molécule C_2 ne permet donc pas de confirmer les conclusions déduites de la variation centre-bord des raies de MgH (fig. 15).

Toutefois il faut noter que c'est encore pour le modèle IV que l'assombrissement se rapproche le plus des observations ; le modèle III est moins satisfaisant et quant à ceux que nous avons aban-

donnés après l'étude de MgH , il n'est pas douteux que la variation centre-bord à laquelle ils conduiraient doit s'écarter davantage encore de la courbe observée.

Cette remarque est importante. Si elle ne suffit pas à elle seule pour reconcilier les informations fournies par les deux molécules envisagées, elle indique tout au moins qu'il n'y a entre elles aucune incompatibilité définitive.

Il n'est pas exclu en effet que l'assombrissement de C_2 , tel qu'il vient d'être calculé, présente des anomalies susceptibles d'être expliquées par des considérations propres à cette molécule.

III. INTERPRÉTATION DE LA VARIATION CENTRE-BORD DES RAIES DE C_2 .

Plusieurs causes d'erreurs, liées à l'insuffisance de nos connaissances physiques aussi bien qu'astro-physiques, peuvent influencer sur l'assombrissement calculé de la molécule C_2 . Nous avons recherché les plus importantes.

L'imprécision de la valeur numérique du potentiel de dissociation de C_2 a retenu en premier lieu notre attention. Nous avons examiné ensuite la répercussion que pouvait entraîner l'existence d'inhomogénéités dans les couches superficielles de la chromosphère. Une hypothèse a été envisagée pour terminer, sur la possibilité de formation de molécules triatomiques aux dépens de la molécule C_2 .

A. Potentiel de dissociation de C_2 .

D'après HERZBERG le potentiel de dissociation de C_2 serait de 3,6 eV ; GAYDON recommande de son côté $4,9 \pm 0,3$ eV.

C. DE JAGER et L. NEVEN utilisent, comme cela a déjà été précisé, les deux valeurs 4,35 et 6,7 eV ; celle-ci est la moyenne de deux déterminations communiquées à ces auteurs par L. BREWER —

$$D_0^0 C_2 (^1\Sigma_g^+) = 7,1 \pm 0,7 \text{ eV}$$

et

$$D_0^0 C_2 (^3\Pi_u) = 5,8 \pm 0,7 \text{ eV}$$

— la première étant prise avec un poids double.

Les valeurs couramment admises sont donc largement étalées puisqu'elles vont de 3,6 à 6,7 eV !

Il en découle une grande part d'incertitude dans la connaissance de la constante de dissociation k_C , et partant de la pression partielle de C_2 pour un système d'abondances atomiques donné. Dans quelle mesure la courbe d'assombrissement de C_2 se trouvait-elle affectée à son tour ?

Nous avons été amené ainsi à reconsidérer l'assombrissement de cette molécule pour une deuxième valeur de $D_0^0(C_2)$.

Au calcul des fonctions de poids près, le problème était à reprendre entièrement. Nous l'avons cependant simplifié en adoptant $D_0^0(C_2) = 4,35$ eV, ce qui a permis de tirer $P(C_2)$ des Tables de dissociation déjà mises à contribution. Par ailleurs seul le modèle IV a été conservé pour cet essai, puisqu'après l'étude de C_2 il était demeuré le plus satisfaisant.

Nous donnons la fonction $A(T)$ obtenue, afin qu'elle puisse être comparée à celle qui correspond à $D_0^0(C_2) = 6,7$ eV.

Sur le graphique 15, la courbe (C) reproduit $W(\mu)/W(1)$.

Un gain a donc été réalisé par rapport à l'assombrissement calculé avec 6,7 eV et que représente la courbe (B) de la même figure.

Néanmoins, bien que sensible, la modification introduite n'autorise pas l'espoir de pouvoir rendre

TABLEAU XX

MOLÉCULE C_2 — FONCTION $A(T)$ POUR $D_0^0(C_2) = 4,35$ eV

$A(T)$	9222	6212	3000	1418	515	173	96,5	65,9	47,6	24,9	17,3
T	4270	4510	4750	5000	5340	5780	6030	6250	6440	6800	7100

compte des observations en mettant à profit la marge d'incertitude — cependant grande — dont on dispose au sujet de la valeur du potentiel de dissociation de C_2 .

B. Inhomogénéités dans les couches superficielles.

Si pour des raisons de commodité l'atmosphère solaire est supposée uniforme dans un domaine restreint, il n'est pas invraisemblable toutefois que des inhomogénéités locales soient susceptibles de jouer un rôle non négligeable.

BÖHM [7] considère un ensemble à trois températures, pour lequel les modèles « chaud » et « froid » ont des températures superficielles de 4280° et 3100° , alors que le modèle intermédiaire est voisin de celui de VITENSE.

Cet auteur admet qu'une portion de la surface solaire d'aire S peut être découpée en trois régions d'importance $0,50 S$, $0,25 S$ et $0,25 S$, correspondant aux trois milieux, « intermédiaire », « froid » et « chaud », et pour lesquelles la fonction source est prise égale respectivement à $B(t) = T^4(t)$, $0,4 B$ et $1,6 B$, de sorte qu'elle se trouve conservée en moyenne (t représente la profondeur géométrique).

Dans ces conditions la largeur équivalente W , résultant de la superposition de ces trois milieux est (les lettres I, F et C servent à distinguer pour chacun d'eux les largeurs équivalentes et les intensités spécifiques du rayonnement à la surface)

$$W = \frac{W_I I_{OI} + W_F I_{OF} + W_C I_{OC}}{0,50 I_{OI} + 0,25 I_{OF} + 0,25 I_{OC}}.$$

C'est avec ce modèle à trois températures que nous avons cherché l'importance qu'il convenait d'accorder à d'éventuelles inhomogénéités.

Nous ne disposons pas cependant des fonctions de poids convenables. Nous avons dû les calculer pour les trois lois de température. Plus précisément d'ailleurs, c'est la quantité $G(\tau, \mu) \cdot I(0, \mu)$ qu'il était indispensable de connaître et qui a l'avantage de pouvoir s'obtenir directement.

$D_0^0(C_2)$ a été pris égal à $4,35$ eV.

La variation centre-bord de la largeur équivalente pour le modèle de BÖHM est la suivante :

TABLEAU XXI

FONCTION $W(\mu)/W(1)$ POUR LE MODÈLE DE BÖHM

μ	1	0,7	0,4	0,3	0,2	0,1
$W(\mu)/W(1)$	1	1,24	1,53	1,66	1,81	1,97

Cette fonction $W(\mu)/W(1)$ est représentée sur le graphique 15 par la courbe (D).

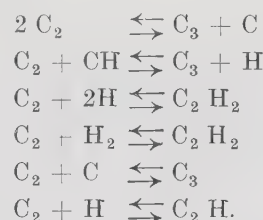
En tenant compte des inhomogénéités que traduit ce modèle à trois températures on parvient donc à réaliser une nouvelle amélioration, mais le désaccord qui subsiste demeure encore important.

C. Possibilité de formation de molécules triatomiques.

L'allure que présentent les courbes d'assombrissement quand elles se rapprochent du bord solaire semble indiquer que l'abondance calculée de C_2 est trop élevée dans les couches superficielles.

Cette surestimation pourrait résulter de la formation aux dépens de C_2 de molécules plus complexes et dont la présence a été négligée. Il faut rappeler à ce sujet que pour l'établissement de leurs Tables de dissociation C. DE JAGER et L. NEVEN ont systématiquement écarté les molécules polyatomiques constituées de plus de deux éléments.

Plusieurs réactions possibles ont été envisagées telles que :

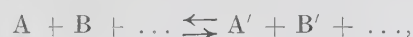


Nous n'exposerons en détail que l'étude des deux dernières.

Pour être à même d'apprécier l'importance que peuvent revêtir pour le soleil ces diverses relations d'équilibre, il faut connaître la constante de dissociation qui se rapporte à chacune d'elles. Nous résumerons donc la méthode qui permet d'obtenir cette dernière, et que nous avons empruntée à HERZBERG [19b].

1. Calcul de la constante de dissociation.

La constante d'équilibre k_P concernant la réaction



est définie par

$$k_P = \frac{P(A') \cdot P(B') \dots}{P(A) \cdot P(B) \dots}$$

où $P(A')$, $\dots$, $P(B)$, $\dots$, sont les pressions partielles de A' , $\dots$, B , $\dots$, et l'on a

$$k_P = \frac{Q_{A'}/N \cdot Q_{B'}/N \dots}{Q_A/N \cdot Q_B/N \dots} e^{-\Delta E^0/RT},$$

b) *Cas de C_2H .*

Nous avons envisagé la relation



et la constante d'équilibre correspondante

$$k_{C_2H} = \frac{P(C_2) P(H)}{P(C_2H)} = \frac{Q_{C_2}/N \cdot Q_H/N}{Q_{C_2H}/N} e^{-\Delta E_0^0/RT}.$$

Les constantes numériques relatives à C_2H sont : $\omega_1 = 1947 \text{ cm}^{-1}$ et $\omega_2 = 1263 \text{ cm}^{-1}$; $d_1 = 1$ et $d_2 = 2$; $B = 1,19 \text{ cm}^{-1}$.

Pour $D_0^0(C_2H)$ nous avons pris 11,58 eV, valeur fournie par GAYDON [16].

Les constantes ci-dessus se rapportant à C_3 et à C_2H sont données par René GOUPIL et Renée HERMAN [18].

Le calcul de $\log k_{C_3}$ et de $\log k_{C_2H}$ a été effectué à l'aide de deux valeurs de $D_0^0(C_2)$: 4,35 et 7 eV, et pour des θ compris entre 0,720 et 1,440.

3. Discussion de l'importance des diverses hypothèses envisagées.

Pour être complète, une telle discussion devrait faire intervenir les équations que l'on écrit d'ordinaire quand on étudie le problème des abondances et dans lesquelles on s'efforce de faire entrer tous les constituants probables du soleil. Mais nous ne pouvions songer obtenir mieux que des ordres de grandeur, ne serait-ce qu'à cause des nombreuses incertitudes que présentaient nos calculs. C'est donc une méthode approchée qui a été utilisée, analogue à celle qu'emploient, au sujet de OH et H_2O , C. DE JAGER et L. NEVEN.

Les quatre premières relations d'équilibre mentionnées en début de paragraphe n'ont pas paru susceptibles de provoquer un appauvrissement notable en C_2 . Nous avons considéré plus spécialement ensuite des réactions du type des deux dernières.

Si C et C_2 étaient seuls en présence, la pression partielle de C_2 serait

$$P^{(1)}(C_2) = \frac{P(C) P(C)}{k_{C_2}}.$$

Supposons au contraire qu'un élément X puisse se combiner à C_2 suivant la réaction



Nous aurons alors

$$P(C_2 X) = \frac{P(C_2) P(X)}{k_{C_2X}}.$$

De sorte que, dans ces conditions, la pression réelle $P(C_2)$ sera donnée par

$$P(C_2) + \frac{P(C_2) P(X)}{k_{C_2X}} = P^{(1)}(C_2).$$

soit

$$P(C_2) = \frac{P^{(1)}(C_2)}{1 + \frac{P(X)}{k_{C_2X}}}.$$

Cette expression montre que $P_1(C_2)$ ne peut être modifié sensiblement que si le rapport $P(X)/k_{C_2X}$ atteint une valeur appréciable.

Dès lors, en se reportant au tableau donnant $\log k$, on voit que pour $D_0^0(C_2) = 7 \text{ eV}$ les processus de formation de C_3 et C_2H retenus sont toujours sans effet.

Par contre pour $D_0^0(C_2) = 4,35 \text{ eV}$ et $\theta = 1,2$, si la formation de C_3 demeure pratiquement nulle K_{C_2H} et $P(H)$ deviennent du même ordre de grandeur : il n'est plus permis d'écarter alors toute possibilité d'influence de C_2H .

On peut d'ailleurs remarquer également que la formation de C_3 reste négligeable dans la tache, alors que celle de C_2H y prend évidemment plus d'importance.

IV. CONCLUSION.

Après ces quelques considérations, les possibilités d'explication du comportement de C_2 ne se trouvaient évidemment pas épuisées ; on aurait pu notamment envisager des systèmes d'abondance différents de celui qui a été utilisé, ou bien encore tenir compte d'un écart éventuel à l'E. T. L. [14].

Mais même en nous en tenant à elles, et bien que les résultats obtenus se soient révélés, somme toute, assez peu convaincants, il ne semble pas que tout espoir de conciliation doive être abandonné.

En diminuant la valeur du potentiel de dissociation de C_2 nous avons eu une amélioration insuffi-

fisante certes, mais sensible cependant. Le modèle de BÖHM a permis d'atténuer encore le désaccord entre les courbes calculée et observée. Toujours dans la même voie, il est probable que des modèles plus chauds auraient conduit à des résultats meilleurs, compatibles du reste avec l'assombrissement de MgH ; cette dernière molécule se forme en effet à une profondeur optique plus grande que dans le cas de C_2 et les inhomogénéités des couches superficielles risquent d'avoir moins de prise sur elle.

L'hypothèse relative à la présence éventuelle de molécules triatomiques est encore une interpré-

tation possible. Précisons à ce sujet que ce n'est pas la première fois que l'existence du radical C_2H apparaît vraisemblable, aussi bien en laboratoire qu'en ce qui concerne les atmosphères stellaires [19c].

Malgré les difficultés rencontrées il était par conséquent raisonnable, et, conformément aux remarques faites après l'étude de MgH , de retenir le modèle IV, dérivé de celui de *ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS*. D'ailleurs en utilisant un modèle voisin, *NEWKIRK* est parvenu à des résultats satisfaisants pour l'assombrissement de la molécule CO [31].

Reste encore l'incertitude touchant $P(C_2)$, soit qu'il s'agisse de l'imprécision de $D_0(C_2)$ ou de la possibilité de diminution de l'abondance de C_2 due à la présence de molécules plus complexes. Nous sommes malheureusement impuissant vis-à-vis d'elle et elle restera d'un poids non négligeable dans la détermination de la pression dans la tache.

Cela étant, pour le modèle IV, la température est de 4930° à la profondeur optique $\tau = 0,04$. Le graphique se rapportant à l'évaluation de la pression dans la tache fournit alors les résultats suivants :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } \Delta\theta = 0,25, & \log P' = 4,77 \\ \text{» } \Delta\theta = 0,30, & \text{» } = 4,57 \\ \text{» } \Delta\theta = 0,35, & \text{» } = 4,41. \end{array}$$

Utilisant d'autre part les températures déter-

minées dans la Première Partie de ce travail, on est amené à prendre $\Delta\theta = 0,30$. Cette valeur est une moyenne correspondant à deux molécules, C_2 et CN , dont la profondeur de formation est pratiquement le même, aussi bien dans la tache que dans la photosphère.

Les résultats qui viennent d'être indiqués s'écartent donc sensiblement de ce que prévoit le modèle de *Michard* — pour lequel, rappelons-le, $\log P' = 3,90$ à la profondeur optique $\tau = 0,04$ — alors que nous avons utilisé la composition chimique établie par cet auteur :

$$A = 10^4 ; \quad B = 0$$

(suivant les notations classiques, pour un atome d'hydrogène il existe $1/A$ atomes de métaux facilement ionisables et B atomes d'hélium).

Par contre ils sont en très bon accord avec ceux de *V. S. BERDICHEVSKAIA* [4] et *W. MATTIG* [26].

En rapprochant les largeurs équivalentes théorique et observée des raies intenses : $Mg \lambda 5184$, $Ca I \lambda 4227$, $Al \lambda 3961$, et pour une composition chimique telle que $\log A = 3,92$ et $B = 0,14$, *V. S. BERDICHEVSKAIA* aboutit à des pressions gazeuses et électronique supérieures à celles des modèles de *MICHARD* ; pour $\tau = 0,04$, $\log P'$ serait égal à 4,64.

Reprenant les calculs relatifs au modèle de *MICHARD*, mais avec $\log A = 4,3$ et $B = 0,2$, *W. MATTIG* obtient, toujours pour la même profondeur optique, $\log P' = 4,72$.

TROISIÈME PARTIE

LES ABONDANCES DE C, N ET O DANS LE SOLEIL

INTRODUCTION

A diverses reprises nous est apparue l'importance du problème des abondances dans le soleil, notamment lors de l'étude de l'assombrissement de la molécule C_2 et, plus généralement, de la pression dans la tache ; les résultats obtenus sur ce dernier point reposent, comme nous l'avons vu, sur un système d'abondances précis, adopté au départ parce qu'il semblait vraisemblable, mais qui peut cependant ne traduire la réalité que très imparfaitement.

Les principales recherches dans ce domaine, et que nous rappellerons plus loin, ont été effectuées pour la plupart à partir de raies atomiques ;

HUNAERTS a toutefois calculé, après avoir déterminé les températures de rotation moléculaires, l'abondance du carbone, de l'oxygène et de l'azote.

Nous avons voulu aborder cette question fondamentale par une méthode un peu différente de celles suivies généralement, en considérant en même temps la tache et la photosphère ; si beaucoup de nos connaissances restaient trop insuffisantes pour espérer pouvoir la traiter de façon définitive, certaines étaient susceptibles néanmoins d'être précisées par le rapprochement des résultats fournis par chaque milieu.

Les observations qui se rapportent à cette partie

de notre travail sont celles de la seconde tache ; les cinq molécules qu'elles concernent n'étaient d'ailleurs pas toutes indispensables pour le sujet actuel et des possibilités de vérification se sont ainsi présentées dont nous avons essayé de tirer profit.

Les molécules CH, NH et OH nous ont permis de calculer les abondances du carbone, de l'azote et de l'oxygène. En outre, pour C₂ et CN, nous avons effectué un contrôle de la valeur du potentiel de dissociation.

I. DÉTERMINATION DES ABONDANCES DE C, N ET O.

A. Généralités.

Il est nécessaire de reproduire, mais en l'explicitant cette fois entièrement l'expression de la largeur équivalente d'une raie faible appartenant à la molécule AB. On a pour W :

$$W(m\text{\AA}) = 5,28 \cdot 10^6 \lambda^2 \cdot f \cdot \frac{(2J'' + 1)}{m} 2(2\Sigma + 1) \frac{4500^{3/2}}{Z_{4500}} \dots$$

$$\dots \int_0^\infty \frac{p(A) \cdot p(B)}{[P(H)]^2} \frac{1}{k_{AB}} \frac{G}{P_e k(\theta)/P(H)} e^{-\frac{F''hc}{kT}} \frac{1}{T^{3/2}} d\tau,$$

où λ est en $\text{\AA}$.

Z_{4500} : fonction de partition totale pour $T = 4500^\circ$.

m : facteur tenant compte de l'existence des branches P, Q et R, dont les valeurs ont été empruntées à F. E. ROACH [37]

f : force d'oscillateur pour la transition considérée.

Le facteur 2, qui précède la multiplicité $(2\Sigma + 1)$, disparaît pour les transitions $\Sigma - \Sigma$. (Ici et dans la suite, p et P représentent la pression partielle effective d'un élément A et la pression fictive de cet élément supposé entièrement à l'état libre, cette distinction ne s'imposant plus au sujet de l'hydrogène, pour lequel on admet en outre que $P(H)$ est assimilable à la pression P de l'atmosphère solaire).

Pour tous les domaines spectraux que nous avons dû considérer, l'intégration a été fait par rapport à τ_{5000} , après avoir calculé G et $P_e \cdot k(\theta)$ en fonction de cette variable.

D'autre part les fonctions de poids utilisées sont celles publiées par J. C. PECKER [34], ce qui a permis de simplifier les calculs numériques, déjà suffisamment lourds, sans que cela puisse faire l'objet d'une critique sérieuse ; au centre du disque solaire, les fonctions de poids diffèrent en effet très peu d'un modèle à l'autre. De plus elles ont été appliquées indifféremment à la tache et à la photosphère ; c'est là une nouvelle approximation, mais tout à fait légitime d'après une remarque antérieure.

Seules parmi les raies étudiées, celles des C₂ et de CN — dans la tache et la photosphère — et de NH pour la photosphère peuvent être considérées comme des raies faibles. Pour les autres nous avons appliqué la correction de saturation faite lors de la détermination des températures de rotation.

En ne retenant qu'une valeur moyenne de la quantité $\frac{p(A) \cdot p(B)}{[P(H)]^2}$, que l'on peut ainsi faire sortir du signe $\int$, on obtient

$$W = C^{\text{ste}} \frac{p(A) \cdot p(B)}{[P(H)]^2} \int_0^\infty \dots d\tau.$$

Écrite alors pour les molécules C₂, CH, NH, CN et OH, cette relation conduit à cinq équations, que nous noterons I, ... V, et qui permettent de calculer respectivement — pour la tache et la photosphère — les quantités

$$\frac{[p(C)]^2}{[P(H)]^2}, \frac{p(C) P(H)}{[P(H)]^2}, \frac{p(N) P(H)}{[P(H)]^2}, \frac{p(C) p(N)}{[P(H)]^2}, \frac{p(O) P(H)}{[P(H)]^2}.$$

(I) (II) (III) (IV) (V)

Modèles utilisés.

Les calculs ont été effectués pour deux couples :
— les modèles de MICHARD, tache et photosphère ;

— le modèle de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS (modèle IV), auquel a été associée une loi de température pour la tache, déduite de celle de la photosphère par une translation $\Delta\theta$ égale à celle des modèles de MICHARD.

Forces d'oscillateur.

Les forces d'oscillateur étant très mal connues, nous avons pris trois groupes de valeurs de f :

— les forces d'oscillateur de LYDDANE, ROGERS et ROACH [25], que nous rappelons (en omettant les transitions mises en jeu).

MOLÉCULES	f
CN	$2,6 \cdot 10^{-2}$
C ₂	$4,5 \cdot 10^{-4}$
CH	$2,4 \cdot 10^{-2}$
NH	$7,2 \cdot 10^{-4}$
OH	$3,0 \cdot 10^{-4}$

— deux systèmes appelés α et β par C. DE JAGER et L. NEVEN dans le travail souvent cité :

MOLÉCULES	f OBSERVÉES	RAPPORT DES f	f α	f β
CN	0,026 — 0,07	{ 1	0,044	0,044
C ₂		{ 0,92	0,040	0,040
CH	0,06	{ 0,62	0,060	0,0018
HN	0,0012	{ 1	0,098	0,0029
OH		{ 0,42	0,041	0,0012

Les rapports des f sont ceux utilisés par LYDDANE, ROGERS et ROACH pour CN et C₂ d'une part, CH, NH et OH d'autre part ; à partir des valeurs observées de f pour CN, CH et OH, ils ont permis de déduire un ensemble de f pour les cinq molécules. Cependant les valeurs observées de f relatives à CH et OH n'étant pas compatibles avec les rapports précédents, deux systèmes de f ont été adoptés, l'un α basé sur CH, l'autre β sur OH.

Constantes de dissociation.

Les constantes de dissociation employées sont celles de J. C. PECKER et M. PEUCHOT [35], corrigées toutefois éventuellement du facteur $2 \wedge + 1$ pour la fonction de partition électronique, et complétées pour des valeurs un peu plus serrées de θ .

En ce qui concerne les potentiels de dissociation, nous les avons admis assez bien connus, sauf pour les molécules C₂ et CN, de sorte qu'aux constantes de dissociation données par les auteurs précédents nous avons ajouté les valeurs de k_{C_2} correspondant à $D_0^0(C_2) = 5$ eV, et celles de k_{CN} relatives à trois potentiels de dissociation de CN supplémentaires : 7 — 6,5 et 6 eV.

B. Résultats pour la tache et la photosphère.

Nous rassemblons dans les tableaux qui suivent, en distinguant les modèles de MICHARD et les modèles IV, les pressions partielles de C, N et O rapportées à P(H).

Pour ne pas alourdir inutilement la présentation seules sont données les valeurs obtenues avec les forces d'oscillateur de LYDDANE, ROGERS et ROACH (que nous noterons pour simplifier : L. R. R.) ; celles qui correspondent aux systèmes α et β s'en déduisent sans difficultés. T et P désignent respectivement la tache et la photosphère.

TABLEAU XXIII

PRESSIONS PARTIELLES OBTENUES AVEC LES MODÈLES DE MICHARD ET LE SYSTÈME L. R. R. DE VALEURS DE f .

$D_0^0(C_2)$	C ₂	CH	NH	$D_0^0(CN)$	CN	OH
	$\frac{p(C)}{P(H)}$	$\frac{p(C)}{P(H)}$	$\frac{p(N)}{P(H)}$		$\frac{p(C) p(N)}{[P(H)]^2}$	$\frac{p(O)}{P(H)}$
7,1 eV	{ T : $1,15 \cdot 10^{-5}$ P : $7,15 \cdot 10^{-5}$	($D_0^0(CH) = 3,47$)	$D_0^0(NH) = 3,76$	8,2 eV	{ T : $6,00 \cdot 10^{-11}$ P : $1,98 \cdot 10^{-9}$	$D_0^0(OH) = 4,41$
5,8	{ T : $8,55 \cdot 10^{-5}$ P : $4,00 \cdot 10^{-4}$	{ T : $1,64 \cdot 10^{-4}$ P : $1,32 \cdot 10^{-3}$	{ T : $1,95 \cdot 10^{-5}$ P : $8,60 \cdot 10^{-5}$	7.	{ T : $2,23 \cdot 10^{-9}$ P : $3,55 \cdot 10^{-8}$	{ T : $6,16 \cdot 10^{-5}$ P : $5,56 \cdot 10^{-4}$
5.	{ T : $2,83 \cdot 10^{-4}$ P : $1,11 \cdot 10^{-3}$			6,5	{ T : $1,01 \cdot 10^{-8}$ P : $1,42 \cdot 10^{-7}$	
4,35	{ T : $7,20 \cdot 10^{-4}$ P : $2,45 \cdot 10^{-3}$			6.	{ T : $4,35 \cdot 10^{-8}$ P : $4,70 \cdot 10^{-7}$	

TABLEAU XXIV

PRESSIONS PARTIELLES OBTENUES AVEC LES MODÈLES IV ET LE SYSTÈME L. R. R. DE VALEURS DE f

C_2		CH		NH	CN		OH
$D_0(C_2)$	$\frac{p(C)}{P(H)}$	$\frac{p(C)}{P(H)}$		$\frac{p(N)}{P(H)}$	$D_0(CN)$	$\frac{p(C) p(N)}{P(H)^2}$	$\frac{p(O)}{P(H)}$
7,1 eV	$\begin{cases} T : 1,80.10^{-5} \\ P : 1,26.10^{-4} \end{cases}$				8,2 eV	$\begin{cases} T : 1,41.10^{-10} \\ P : 5,80.10^{-9} \end{cases}$	
5,8	$\begin{cases} T : 1,13.10^{-4} \\ P : 5,77.10^{-4} \end{cases}$	$\begin{cases} T : 1,92.10^{-4} \\ P : 1,90.10^{-3} \end{cases}$		$\begin{cases} T : 2,34.10^{-5} \\ P : 1,15.10^{-4} \end{cases}$	7.	$\begin{cases} T : 4,20.10^{-9} \\ P : 8,60.10^{-8} \end{cases}$	$\begin{cases} T : 8,0.10^{-5} \\ P : 7,12.10^{-4} \end{cases}$
5.	$\begin{cases} T : 3,36.10^{-4} \\ P : 1,5.10^{-3} \end{cases}$				6,5	$\begin{cases} T : 1,61.10^{-8} \\ P : 2,62.10^{-7} \end{cases}$	
4,35	$\begin{cases} T : 8,21.10^{-4} \\ P : 3,02.10^{-3} \end{cases}$				6.	$\begin{cases} T : 6,43.10^{-8} \\ P : 7,95.10^{-7} \end{cases}$	

C. Discussion des résultats précédents.

Nous n'avons conservé ici que les équations II, III et V, c'est-à-dire les molécules CH, NH et OH pour lesquelles le potentiel de dissociation est connu avec assez de certitude.

Le rapprochement de la tache et de la photosphère donne les valeurs des rapports ci-dessous.

TABLEAU XXV

RAPPORT TACHE-PHOTOSPHÈRE
DES PRESSIONS PARTIELLES POUR LES MODÈLES IV
ET LES MODÈLES DE MICHARD

	MODÈLE DE MICHARD	MODÈLES IV
$\frac{[p(C)/P(H)]_P}{[p(C)/P(H)]_T}$	8	10
$\frac{[p(N)/P(H)]_P}{[p(N)/P(H)]_T}$	4,4	4,9
$\frac{[p(O)/P(H)]_P}{[p(O)/P(H)]_T}$	9	8,9

Les modèles de MICHARD fournissent donc en général des rapports légèrement plus faibles ; ils ont de plus l'avantage de correspondre à deux modèles effectivement étudiés. C'est sur eux que nous nous sommes plus particulièrement appuyé dans la suite de cette discussion.

1. Photosphère.

On peut admettre dans la photosphère un τ moyen de formation de 0,06 pour lequel la pression

dans le modèle de MICHARD est $10^{4,40}$. Les pressions partielles sont ainsi (avec le système L. R. R. de valeurs de f) :

$$p(H) \simeq P(H) = 10^{4,40}$$

$$p(C) = 1,32.10^{1,4}$$

$$p(O) = 5,56.10^{0,4}$$

$$p(N) = 8,60.10^{-0,6}$$

$P(C)$, $P(N)$, $P(O)$ s'obtiennent alors à l'aide des équations classiques :

$$(1) \quad P(C) = p(C)$$

$$\left[1 + \frac{p(H)}{k_{CH}} + \frac{2p(C)}{k_{C_2}} + \frac{p(N)}{k_{CN}} + \frac{p(O)}{k_{CO}} \right],$$

$$(2) \quad P(N) = p(N)$$

$$\left[1 + \frac{p(H)}{k_{NH}} + \frac{p(C)}{k_{CN}} + \frac{2p(N)}{k_{N_2}} + \frac{p(O)}{k_{NO}} \right],$$

$$(3) \quad P(O) = p(O)$$

$$\left[1 + \frac{p(H)}{k_{OH}} + \frac{p(C)}{k_{CO}} + \frac{p(N)}{k_{NO}} + \frac{2p(O)}{k_{O_2}} \right].$$

Ces équations n'ont du reste qu'une influence faible et les pressions partielles p diffèrent peu des pressions fictives P . On trouve pour ces dernières, en supposant $P(H) = 1$:

$$\log P(C) = -2,9 \quad \log P(N) = -4,1$$

$$\log P(O) = -3,2.$$

2. Tache.

Les abondances de C, N et O doivent être les mêmes dans la photosphère et dans la tache.

L'examen des équations précédentes montre que pour réaliser cette condition il est possible d'agir

— sur $P(H)$ et $p(O)$ pour l'équation (1) ;
 — uniquement sur la pression dans la tache pour les équations (2) et (3).

a) équations (2) et (3).

Si 10^x est la pression dans la tache, l'équation (3) donne :

$$[P(O)]_T = 6,16 \cdot 10^{x-5} \left[1 + \frac{10^x}{10^6} + 1,64 \frac{10^{x-4}}{10^{0,6}} + 1,95 \frac{10^{x-5}}{10^{3,7}} + 12,32 \frac{10^{x-5}}{10^6} \right].$$

En écrivant que

$$\left[\frac{P(O)}{P(H)} \right]_T = \left[\frac{P(O)}{P(H)} \right]_P = 5,69 \cdot 10^{-4}$$

on obtient alors

$$10^x = 10^{5,28}.$$

En considérant d'autre part l'équation (2), il vient

$$[P(N)]_T = 1,95 \cdot 10^{x-5} \left[1 + \frac{10^x}{10^{6,1}} + 1,64 \frac{10^{x-4}}{10^3} + 3,90 \frac{10^{x-5}}{10^{0,12}} + 6,16 \frac{10^{x-5}}{10^{3,7}} \right].$$

De la relation

$$\left[\frac{P(N)}{P(H)} \right]_T = \left[\frac{P(N)}{P(H)} \right]_P = 8,90 \cdot 10^{-5},$$

on tire

$$10^x = 10^{5,07}.$$

En adoptant pour $P(H)$ une valeur moyenne de $10^{5,2}$, les abondances relatives $\frac{P(O)}{P(H)}$ et $\frac{P(N)}{P(H)}$ sont égales dans la tache et la photosphère à moins de 20 % près.

Pour $\tau = 0,08$, qui est la profondeur moyenne de formation des raies que nous avons déterminée, la pression dans le modèle photosphérique de MICHARD est $10^{4,47}$.

Pour que nos résultats concernant la tache et la photosphère soient compatibles, il faudrait donc qu'à cette profondeur optique la pression dans la tache dépasse celle de la photosphère de 0,7 environ en logarithme.

b) équation (1).

Calculons maintenant $\left[\frac{P(C)}{P(H)} \right]_T$ à l'aide de l'équation (1) dans laquelle on prend

$$p(H) \simeq P(H) = 10^{5,2}.$$

On obtient

$$\left[\frac{P(C)}{P(H)} \right]_T = 5,58 \cdot 10^{-4},$$

au lieu de $13,3 \cdot 10^{-4}$ pour la photosphère.

Si l'on diminue $\log [f(OH)]$ de 0,4, ce qui revient à augmenter $\log [p(O)]$ de la même quantité, l'équation (1) conduit à

$$\left[\frac{P(C)}{P(H)} \right]_T = 11,46 \cdot 10^{-4}.$$

valeur compatible avec celle relative à la photosphère à 15 % près.

3. Conclusion.

En résumé, pour que nos informations déduites de la tache et de la photosphère soient cohérentes, il faudrait admettre :

1° une pression dans la tache égale, au τ considéré, à celle de la photosphère multipliée par le facteur $10^{0,7}$.

2° une force d'oscillateur de OH, 2,5 fois plus faible environ que celle donnée par LYDDANE, ROGERS et ROACH.

Il est à peine besoin de souligner que les calculs sur lesquels repose la discussion précédente demeurent approximatifs, ne serait-ce qu'à cause des incertitudes qui peuvent persister à propos des potentiels de dissociation — et des constantes de dissociation par voie de conséquence — alors même que nous les avons supposés assez bien connus.

Il semble cependant difficile d'admettre que la pression dans la tache soit sensiblement inférieure à celle de la photosphère, et qualitativement au moins, la condition que nous venons d'obtenir à ce sujet confirme pleinement nos résultats antérieurs sur la pression dans la tache.

Remarque. — Il est bon de noter au passage que les équations (2) et (3), que nous avons utilisées pour rechercher la valeur de la pression dans la tache, ne font pas intervenir le potentiel de dissociation de C_2 , et que l'influence de ce dernier reste négligeable en ce qui concerne l'équation (1).

Extension des résultats précédents aux modèles IV et aux autres systèmes de valeurs de f .

Le passage d'un système de valeurs de f à un autre n'altère évidemment en rien les conditions mises en évidence pour que les abondances déduites de la tache et de la photosphère soient conciliables : celles-ci se trouvent en effet modifiées de façon identique.

Il n'en est plus rigoureusement ainsi lorsque l'on change de modèle, mais les incidences restent

faibles dans ce cas, en regard des nombreuses sources d'erreurs existant par ailleurs.

Nous avons donc conservé pour le modèle IV la force d'oscillateur de OH que nous avions cependant adoptée à la suite de considérations portant plus particulièrement sur les modèles de MICHARD.

Les abondances de C, N et O auxquelles nous

sommes parvenu pour les système β et L. R. R. — et les modèles Michard et IV — sont en définitive les suivantes : (le système α a été écarté, car il fournit des abondances très basses et de ce fait inacceptables ; une seconde raison nous a d'ailleurs incité à le faire, mais qu'il ne sera possible de donner que plus loin).

TABLEAU XXVI

ABONDANCES OBTENUES A PARTIR DES MODÈLES DE MICHARD ET DES MODÈLES IV
ET AVEC LES SYSTÈMES β ET L. R. R. DE VALEURS DE f

		log P(H)	log P(C)	log P(N)	log P(O)
SYSTÈME β	MODÈLE DE MICHARD	0	— 3,5	— 4,7	— 3,4
	MODÈLE IV	—	— 3,3	— 4,6	— 3,3
SYSTÈME L. R. R.	MODÈLE DE MICHARD	—	— 2,9	— 4,1	— 2,8
	MODÈLE IV	—	— 2,7	— 4,0	— 2,7

Rappelons les résultats de UNSÖLD [43], CLASS [11], BOWEN [8], CABANNES et DUFAY [10] et HUNAERTS [21].

	log P(C)	log P(N)	log P(O)
UNSÖLD	— 3,71	— 3,39	— 3,27
CLAAS			— 3,35
BOWEN, CABANNES, DUFAY,			— 3,81
HUNAERTS	— 2,94	— 2,98	— 2,77

Les premiers auteurs ont utilisé des raies de multiplets, en considérant soit des transitions permises (UNSÖLD), soit des transitions interdites (CLAAS, BOWEN, CABANNES, DUFAY).

A partir des molécules envisagées dans le présent travail et des forces d'oscillateur de LYDDANE, ROGERS et ROACH, HUNAERTS a obtenu des abon-

dances très comparables aux nôtres, sauf en ce qui concerne l'azote.

La méthode suivie par cet auteur est très différente de celle que nous avons empruntée ; partant d'un modèle Schuster-Schwarzschild, il détermine d'abord la quantité $N_{K'}^X \cdot f$ en réalisant l'égalité des largeurs équivalentes calculée et observée ; il en déduit le nombre effectif de molécules $N_{K'} \cdot f$ sur le niveau K'' et ensuite l'abondance moléculaire par la relation

$$\log S \cdot f = \log N_{K'} \cdot f + \log G,$$

dans laquelle G fait intervenir la fonction de partition Z_0 et l'énergie du niveau J'' .

Cela n'explique cependant pas un désaccord qui n'existe qu'au sujet de l'azote. Si le résultat de HUNAERTS était correct, peut-être faudrait-il incriminer la valeur de $D_0(\text{NH})$ dont nous nous sommes servi.

II. POTENTIELS DE DISSOCIATION DE C_2 ET DE CN.

Les équations II, III et V, écrites au début du paragraphe précédent, nous ont permis d'obtenir les abondances de C, N et O. L'équation I, susceptible de fournir $\frac{p(\text{C})}{P(\text{H})}$, faisait donc double emploi avec la relation II ; quant à la quatrième, elle n'apportait encore rien de nouveau pour le sujet

qui nous intéressait, puisque la quantité $\frac{p(\text{C})}{P(\text{H})} \frac{p(\text{N})}{P(\text{H})}$ se déduit aussi bien de II et III réunies.

Nous avons mis à profit l'existence de ces équations surabondantes pour effectuer un contrôle des potentiels de dissociation des molécules C_2 et CN.

Il s'agit en effet d'un contrôle beaucoup plus que

de la mise en œuvre d'une méthode nouvelle ; mais, bien que reposant sur des bases encore fragiles, la voie qui a été suivie n'en présente pas moins l'avantage d'être à certains égards indépendante des procédés classiques et de reposer en même temps sur des observations solaires.

1. Potentiel de dissociation de C_2 .

A plusieurs reprises notre attention a été attirée par le fait que le potentiel de dissociation de C_2 est mal connu. Il n'était pas sans intérêt d'essayer d'acquérir à ce sujet des informations complémentaires.

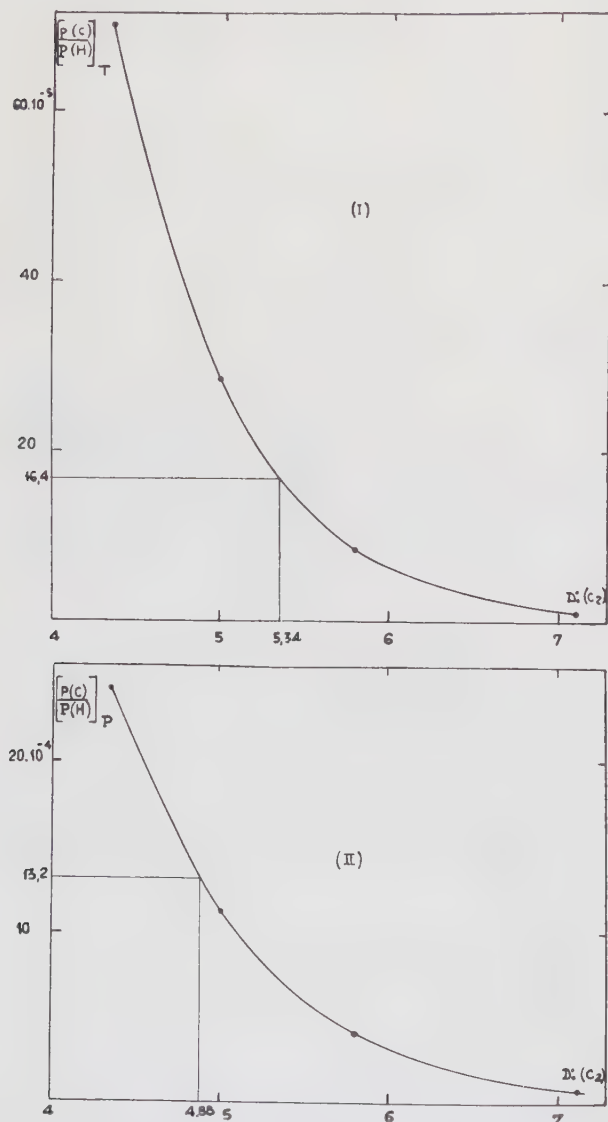


FIG. 16. — Détermination du potentiel de dissociation de C_2 . Modèles de MICHARD. Système L. R. R. de valeurs de f .
I. Tache.
II. Photosphère.

A l'aide de l'équation I, nous calculons $\frac{p(C)}{p(H)}$ pour diverses valeurs de $D_0^0(C_2)$. C'est d'ailleurs pour avoir une fonction suffisamment bien définie, qu'une valeur supplémentaire de $D_0^0(C_2) - 5$ eV — a été ajoutée. Il suffit ensuite de déterminer sur le graphique correspondant le potentiel de dissociation de C_2 pour lequel $\frac{p(C)}{p(H)}$ à la valeur fournie par l'équation II.

Nous ne reproduisons que les graphiques relatifs au système L. R. R. de valeurs de f , pour les modèles de MICHARD et les modèles IV (fig. 16 et 17).

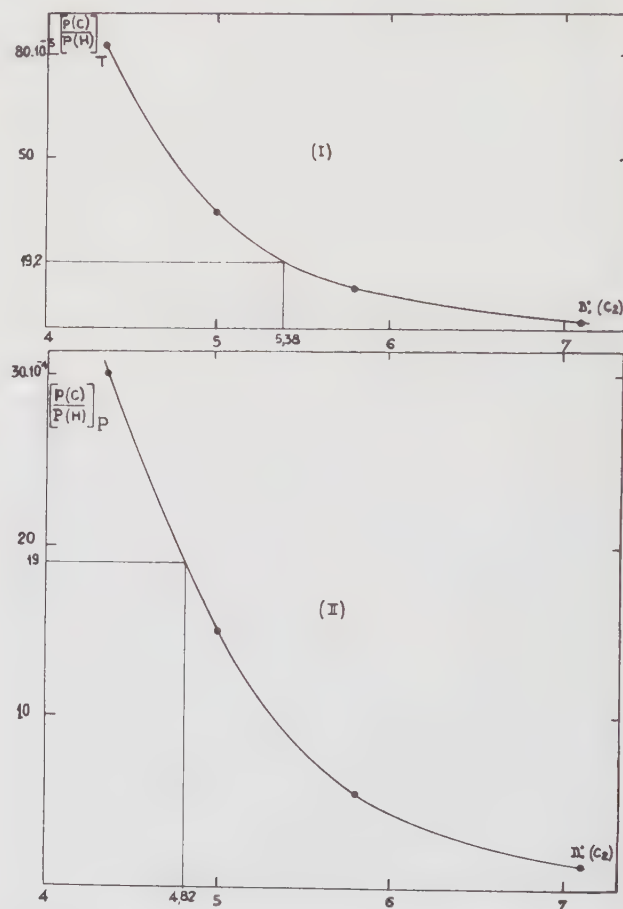


FIG. 17. — Détermination du potentiel de dissociation de C_2 . Modèles IV. Système L. R. R. de valeurs de f .
I. Tache.
II. Photosphère.

Les résultats sont en très bon accord pour les deux couples de modèles, et les écarts qu'ils accusent, selon qu'ils proviennent de la tache ou de la photosphère restent très admissibles.

En faisant — comme cela paraît raisonnable —

la moyenne des valeurs obtenues pour la tache et la photosphère, on trouve

	MODÈLES	$D_0^0(C_2)$
Système L. R. R. de valeurs de f	MICHARD	$5,1 \pm 0,3 \text{ eV}$
	IV	$5,1 \pm 0,3 \text{ eV}$

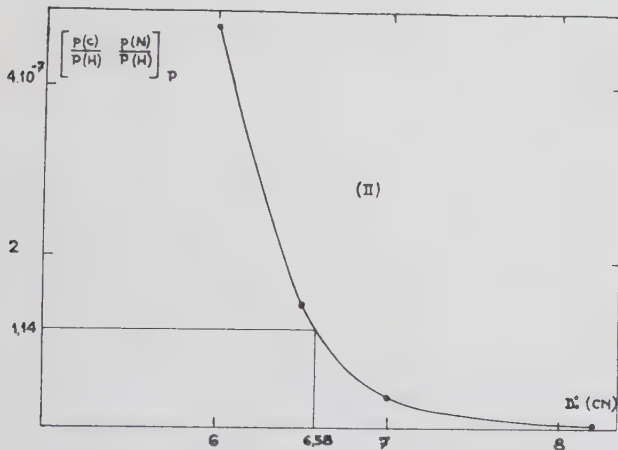
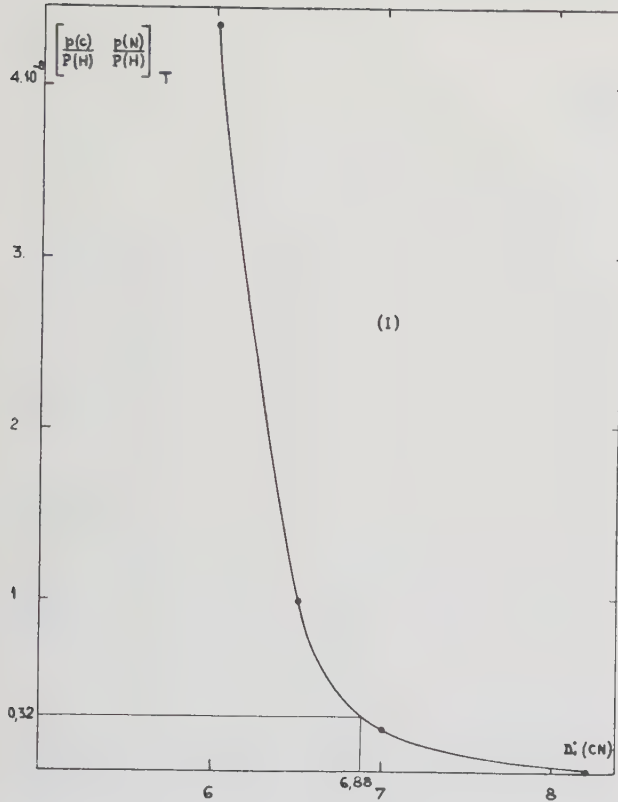


FIG. 18. — Détermination du potentiel de dissociation de CN.
Modèles de MICHARD. Système L. R. R. de valeurs de f .
I. Tache.
II. Photosphère.

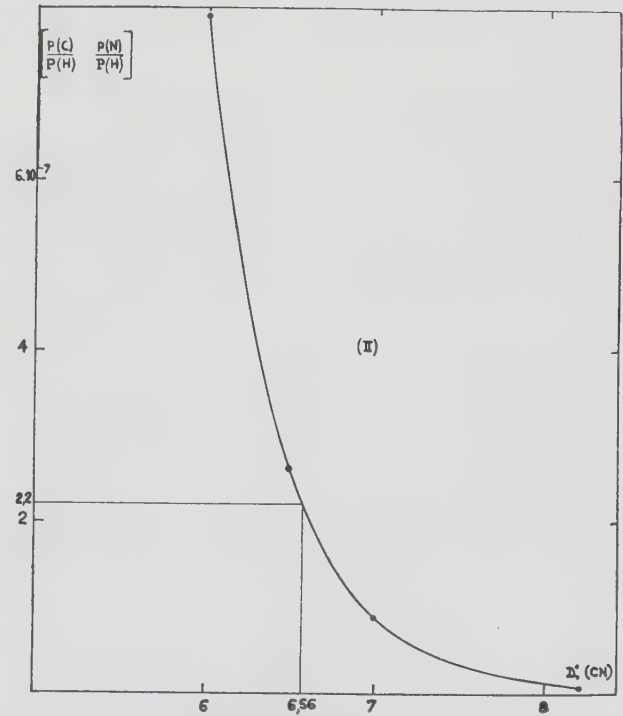
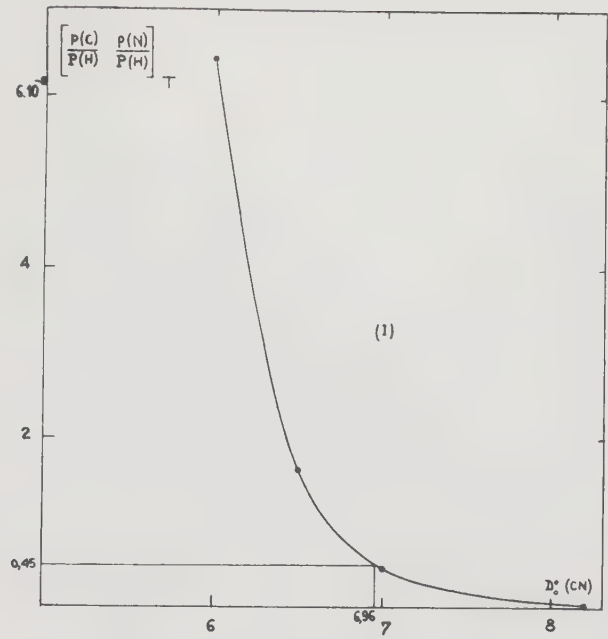


FIG. 19. — Détermination du potentiel de dissociation de CN.
Modèles IV. Système L. R. R. de valeurs de f .
I. Tache.
II. Photosphère.

Avec le système β la valeur de $D_0^0(C_2)$ serait un peu plus élevée

$$D_0^0(C_2) = 5,9 \pm 0,3 \text{ eV.}$$

Quant au système α , il nous a conduit à une

valeur du potentiel de dissociation de C_2 supérieure à 7 eV : c'est la seconde raison pour laquelle nous l'avons éliminé.

2. Potentiel de dissociation de CN.

Le potentiel de dissociation de la molécule CN ne peut être atteint qu'indirectement : sa détermination fait intervenir $D_0^0(CO)$, $D_0^0(N_2)$ et $D(C_2N_2 \leftarrow 2CN)$; il n'est donc pas surprenant que quelque incertitude règne à son sujet. D'après HERZBERG $4,5 \text{ eV} < D_0^0(CN) < 7,6 \text{ eV}$ [19a]. Il est vrai que le renseignement est tiré d'un ouvrage datant de 1950 et que GAYDON [15] un peu plus récemment (1953) donne $D_0^0(CN) = 8,1 \pm 0,3 \text{ eV}$ en précisant que cette valeur peut être considérée comme la plus vraisemblable.

Malgré cette indication rassurante, nous avons calculé k_{CN} pour 7 — 6,5 et 6 eV, ce qui a permis, grâce à l'équation IV, d'avoir $\frac{p(C)}{p(H)} \frac{p(N)}{p(H)}$ pour quatre valeurs de $D_0^0(CN)$.

Considérant alors la même quantité, mais tirée de II et III, on en déduit, toujours graphiquement, $D_0^0(CN)$.

Ici encore nous ne donnons la détermination graphique de $D_0^0(CN)$ que pour le système L. R. R. de valeurs de f et les deux couples de modèles, MICHARD et IV.

Nous avons obtenu : (la moyenne étant faite pour la tache et la photosphère)

	MODÈLES	$D_0^0(CN)$
Système L. R. R. de valeurs de f	MICHARD	$6,7 \pm 0,2 \text{ eV}$
	IV	$6,8 \pm 0,2 \text{ eV}$

Les renseignements fournis par les deux couples de modèles restent donc concordants, de sorte que

l'on peut résumer les résultats en n'envisageant plus que les deux systèmes de valeurs de f .

TABLEAU XXVII

VALEURS DES POTENTIELS
DE DISSOCIATION DE C_2 ET CN,
DÉTERMINÉES À PARTIR DES SYSTÈMES β ET L. R. R.
DE VALEURS DE f

	SYSTÈME β	SYSTÈME L. R. R.
$D_0^0(C_2)$	$5,9 \pm 0,3 \text{ eV}$	$5,1 \pm 0,3 \text{ eV}$
$D_0^0(CN)$	$7,7 \pm 0,3 \text{ eV}$	$6,8 \pm 0,3 \text{ eV}$

Quelques remarques importantes s'imposent.

Le potentiel de dissociation de C_2 apparaît inférieur, en toute hypothèse, à 6,7 eV.

Quant à celui de CN, c'est pour le système β que l'on se rapproche le plus de la valeur généralement acceptée actuellement. Il faut souligner à ce propos un lien que met en évidence l'étude précédente entre le potentiel de dissociation de CN et l'abondance de l'azote.

Vis-à-vis de celles du carbone et de l'oxygène, la proportion d'azote que nous avons déterminée est faible. Or, si pour une raison quelconque la valeur de $\frac{p(N)}{p(H)}$ obtenue à l'aide de l'équation III devait être augmentée, il en résulterait une diminution du potentiel de dissociation de CN.

Il est enfin satisfaisant de penser que les pressions partielles calculées avec les équations I, II, III et IV ne semblent pas devoir être suspectées, puisqu'elles permettent d'obtenir, au moyen de la tache et de la photosphère, des potentiels de dissociation dont les valeurs sont très compatibles entre elles.

CONCLUSION

Les abondances, la pression et la température font l'objet de trois problèmes qui, en définitive, apparaissent souvent liés, et au sujet desquels par conséquent nos connaissances ne sauraient toujours évoluer de façon indépendante.

Nous avons donné à propos des abondances quatre combinaisons différentes pour qu'il soit plus facile d'apprécier l'influence que les modèles et les forces d'oscillateur sont susceptibles d'avoir sur elles : nous avons alors constaté que si le modèle joue un rôle relativement peu important, ces dernières ont au contraire une action décisive.

Mais il n'a pas été possible d'opter avec certitude en faveur de l'un des deux systèmes — β ou L. R. R. — de valeurs de f . Et cependant la discussion avait été considérablement simplifiée dès le départ ; elle aurait pu s'appliquer plus particulièrement, par exemple, aux valeurs individuelles des forces d'oscillateur !

Il est vrai que si nous étions tenu malgré cela de faire un choix, c'est au système de LYDDANE, ROGERS et ROACH, modifié comme il a été indiqué pour la force d'oscillateur de OH, qu'irait notre préférence ; il a l'avantage d'être homogène et il

conduit en même temps aux abondances qui nous paraissent les plus vraisemblables.

En ce qui concerne la pression dans la tache, les résultats obtenus dans la Deuxième Partie de notre travail ne peuvent être admis sans réserve ; ils font intervenir les abondances et le potentiel de dissociation de C_2 adoptés initialement et que nous pouvons suspecter maintenant avec quelque raison. Toutefois les répercussions de telles incertitudes sont certainement très atténuées dans notre méthode par l'introduction du rapport des largeurs équivalentes relatives à la tache et à la photosphère. De plus ces premiers résultats se sont trouvés confirmés à la suite de la comparaison des pressions partielles fournies par la tache et la photosphère, et cela indépendamment de toute hypothèse concernant les forces d'oscillateur et, pratiquement, les modèles et le potentiel de dissociation de C_2 .

Contrairement à ce qui a été remarqué pour les abondances, la variation centre-bord des molécules C_2 et MgH s'est révélée très sensible au choix du modèle, et les diverses lois $T(t)$ auxquelles nous avons fait appel ont produit des variations centre-bord des largeurs équivalentes théoriques très dissemblables.

Or ce qui distingue essentiellement deux modèles assez éloignés l'un de l'autre comme le modèle de MICHARD et celui de ATHAY, MENZEL, PECKER, R. N. THOMAS, c'est le fait que pour le second la température cesse d'avoir une variation monotone quand on se rapproche de la surface : elle diminue jusqu'à une profondeur optique de l'ordre de 0,005, pour croître ensuite pour les profondeurs optiques plus faibles. Il semble que cette caractéristique soit importante et traduise d'une manière assez correcte l'état physique des couches superficielles du soleil.

En reportant sur le graphique 11 les résultats relatifs aux molécules que nous avons envisagées, on constate que pour la photosphère et à une profondeur moyenne de formation de 0,06, nos températures sont en bon accord avec le modèle de MICHARD.

C'est donc pour les régions superficielles que la

loi de température photosphérique du modèle précédent nécessiterait tout particulièrement d'être corrigée.

Le même rapprochement fait à propos de la tache et pour une profondeur optique de 0,08, montre que nos déterminations sont inférieures à la température indiquée par le modèle de MICHARD d'environ 200°, de sorte qu'il correspond à nos mesures une valeur de $\Delta\theta$ voisine de 0,29.

Si ce travail nous a permis d'apporter quelques informations complémentaires sur la température et la pression dans la tache, les potentiels de dissociation de C_2 et de CN , ainsi que sur les abondances du carbone, de l'oxygène et de l'azote dans le soleil, il aura surtout contribué à mettre en relief plusieurs points dont l'importance est fondamentale et que nous évoquerons sans peine par le simple rappel des principaux écueils que nous avons rencontrés.

L'utilisation des molécules rendra les services que l'on est en droit d'en attendre, dans la mesure où il sera possible de s'affranchir des incertitudes qui existent actuellement sur les valeurs numériques de certaines constantes physiques, telles que les potentiels de dissociation et les forces d'oscillateur. Or il semble que bien souvent les Physiciens méconnaissent les besoins des Astrophysiciens. C'est sans doute à ces derniers qu'il appartiendra de plus en plus de mener de pair, avec leurs recherches propres, les recherches de laboratoire qu'ils considèrent comme essentielles pour eux.

Au point de vue astrophysique, nous avons été fréquemment gêné par l'absence de modèle vraiment satisfaisant, non seulement pour la tache mais aussi pour la photosphère. Si l'on veut tirer tout le parti souhaitable des avantages que procure la comparaison spectroscopique des deux milieux, il est indispensable que soit intensifiée l'étude de ces modèles ; elle est particulièrement ingrate et nécessaire à la fois dans le cas de la tache dont le spectre, beaucoup trop riche, est loin d'être entièrement exploré.

Manuscrit reçu le 15 décembre 1960.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ADAM M. G., 1938, *M. N. R. A. S.*, **98**, 544.
- [2] ATHAY R. G., MENZEL D. H., PECKER J. C. et THOMAS R. N., 1955, *Astrophys. J.*, Suppl. 1, **12**, 1955, 1957, *Mém. Soc. Roy. Sc. Liège*, (4), **18**, 340.
- [3] BABCOCK D. Harold, 1945, *Astrophys. J.*, **102**, 154.
- [4] BERDICHEVSKAIA V. S., 1958, *Astr. J. U. S. S. R.*, **35**, 734.
- [5] BIRGE R. T., 1922, *Astrophys. J.*, **55**, 273.
- [6] BLITZER L., 1940, *Astrophys. J.*, **91**, 421.
- [7] BÖHM K. H., 1954, *Z. Astrophys.*, **35**, 179.
- [8] BOWEN I. S., 1948, *P. A. S. P.*, **60**, 16 ; 1948, *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 109.
- [9] BUDO A., 1937, *Z. Physik*, **105**, 579.
- [10] CABANNES J. et DUFAY J., 1948, *Comptes-rendus*, **226**, 1569.

- [11] CLAAS W. J., 1951, *Recherch. Astr. Obs. Utrecht*, **12**, 13.
- [12] DIEKE G. H. et GROSSWHITE H. M., *Bumblebee series*, Report n° 87 — John Hopkins University.
- [13] EARLS L. T., 1935, *Phys. Rev.*, **48**, 423.
- [14] EUGÈNE-PRADERIE F. et PECKER J. C., 1960, *Ann. Astrophys.*, **23**, 622.
- [15] FUNKE G. W., 1937, Inaugural Dissertation, Stockholm.
- [16] GAYDON A. G., 1953, Dissociation energies and Spectra of diatomic molecules — Chapman and Hall (1953).
- [17] GERÖ L., 1941, *Z. Physik*, **118**, 27.
- [18] GOUPIL R. et HERMAN R., 1953, *Ann. Astrophys.*, **16**, 444.
- [19a] HERZBERG G., 1950, Molecular Spectra and Molecular Structure — Van Nostrand, New-York.
- [19b] HERZBERG G., 1956, Infrared and Raman Spectra — Van Nostrand, New-York.
- [19c] HERZBERG G., 1957, *Mém. Soc. Roy. Sc. Liège* (4), **18**, p. 397.
- [20] HÖNL H. et LONDON F., 1925, *Z. Physik*, **33**, 803.
- [21] HUNAERTS J., 1947-1948, *Ann. Astrophys.*, **10-11**, 237.
- [22] DE JAGER C. et NEVEN L., 1957, *Mém. Soc. Roy. Sc. Liège*, (4), **18**, 357.
- [23] JOHNSON R. C., 1927, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A 226**, 157.
- [24] LABORDE G., MICHARD R. et SERVAJEAN R., 1957, *Ann. Astrophys.*, **20**, 209.
- [25] LYDDANE R. H., ROGERS F. T. et ROACH F. E., 1941, *Phys. Rev.*, **60**, 281.
- [26] MATTIG W., 1958, *Z. Astrophys.*, **44**, 280.
- [27] MICHARD R., 1953, *Thèse*, Service des Public. C. N. R. S.
- [28] MINNAERT M., 1949, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **11**, 51.
- [29a] MULLIKEN R. S., 1931, *Rev. Modern Phys.*, **3**, 89.
- [29b] MULLIKEN R. S., 1932, *Rev. Modern Phys.*, **4**, 1.
- [30] NICOLET M., *Misc. Inst. Royal Mét. de Belgique*, n° XX.
- [31] NEWKIRK G. Jr., 1957, *Astrophys. J.*, **125**, 571.
- [32] NOLAN P. et JENKINS F. A., 1936, *Phys. Rev.*, **50**, 943.
- [33] PAGEL B., 1956, *M. N. R. A. S.*, **116**, 608.
- [34] PECKER J. C., 1959, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **11**, n° 404, p. 43.
- [35] PECKER J. C. et PEUCHOT M., 1957, *Mém. Soc. Roy. Sc. Liège*, **18**, 352.
- [36a] RICHARDSON R. S., 1931, *Astrophys. J.*, **73**, 216.
- [36b] RICHARDSON R. S., 1932, *P. A. S. P.*, **44**, 250.
- [37] ROACH F. E., 1939, *Astrophys. J.*, **89**, 99.
- [38] RUSSELL H. N., 1934, *Astrophys. J.*, **79**, 317.
- [39] RUSSELL H. N. et BOWEN I. S., 1929, *Astrophys. J.*, **69**, 196.
- [40] TANAKA T., NAGASAWA S. et SAITO K., 1939, *Proc. Phys. — Math. Soc. Japan*, **21**, 431.
- [41] THACKERAY A. D., 1936, *Astrophys. J.*, **84**, 433.
- [42] UHLER H. S. et PATTERSON R. A., 1915, *Astrophys. J.*, **42**, 434.
- [43] UNSÖLD A., 1948, *Z. Astrophys.*, **24**, 306.
- [44] VITENSE E., 1954, *Z. Astrophys.*, **34**, 213.
- [45] WATSON W. W. et RUDNICK P., 1927, *Phys. Rev.*, **29**, 413.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Théories des taches et de l'activité solaire.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 15 Mars 1959,

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean SARRAILH.

